

THESE

Présentée pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE TOULOUSE

**Ecole doctorale : Sciences des Procédés
Spécialité : Génie des Procédés et de l'Environnement**

par

Sophie GALINAT

Ingénieur E.N.S.I.G.C.

ETUDE EXPERIMENTALE DE LA RUPTURE DE GOUTTES DANS UN ECOULEMENT TURBULENT

Soutenue le 6 avril 2005 devant le jury composé de :

M.	Alain CARTELLIER	Rapporteur
M.	Huai-Zhi LI	Rapporteur
M.	Christophe CLANET	Examineur
M.	Christophe GOURDON	Examineur
M.	Pascal GUIRAUD	Directeur de thèse
M.	Olivier MASBERNAT	Directeur de thèse
M.	Frédéric RISSO	Membre invité
M ^{me}	Christine DALMAZZONE	Membre invité
M.	Jean Luc VOLLE	Membre invité

Remerciements

La thèse se termine, et quelques phrases de remerciements me semblent bien pauvres pour exprimer toute ma gratitude à mes directeurs de thèse, Olivier Masbernard et Pascal Guiraud : merci pour tout ce que vous m'avez appris, mais surtout pour votre enthousiasme et votre soutien sans faille. Merci à Frédéric Risso qui s'est fortement impliqué dans ce travail, pour son assistance et ses conseils éclairés : chacune de nos discussions m'a permis d'avancer et je l'en remercie chaleureusement.

Mes remerciements vont aussi à Christine Dalmazzone et Christine Noïk, mes responsables IFP, pour leur confiance tout au long de ces trois années de thèse.

Je tiens à adresser mes remerciements à tous les membres du jury : Alain Cartellier et Huai-Zhi Li pour leur étude minutieuse de ce manuscrit et leurs remarques pertinentes et constructives, Christophe Clanet et Jean-Luc Volle pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail, et bien sûr Christophe Gourdon pour m'avoir fait l'honneur de présider ce jury.

Je tiens à remercier sincèrement l'ensemble du personnel technique du laboratoire, en particulier Jacky, Valérie, Jean-Marc, Lahcen et Alain pour leur disponibilité, ainsi que Claudine et Dany pour leur gentillesse et leur bonne humeur. Je remercie aussi Sébastien Cazin pour son aide précieuse. C'est grâce au concours de toutes ces personnes que la thèse a pu être menée à bien.

Une pensée particulière pour mes chers stagiaires : Luli (me pardonneras-tu un jour de t'avoir fait compter toutes ces gouttes !) et Pierre-Marie (un petit thé à la mure ?). Merci pour votre contribution à ce travail et bonne chance pour la suite. Je n'oublierai pas tous mes amis du labo : Aurélia, Marie, Lionel, Sébastien, Léna, Séverine et Jérôme, Shila, Christophe, Mallorie, Flavie, Nelson, Ricardo et tous les autres. J'ai partagé avec vous des moments formidables : toutes nos discussions, les rigolades et les pauses café à rallonge ont tissé des liens d'amitié très forts.

Et pour finir ... merci à mes parents, à ma sœur Christelle, à Pascal et aux deux petits bouts Antoine et Juju, Francis, Sylvette, Julien et Sylvain bien sûr pour leur soutien indéfectible. Les mots me manquent pour traduire toute ma reconnaissance et mon affection, j'en terminerai donc là ...

Nomenclature

Note : Certains symboles n'apparaissant qu'occasionnellement dans le rapport et définis dans le corps du texte ne sont pas répertoriés ici.

Ca	Nombre Capillaire (-)
C_{Do}	Coefficient de perte de charge dans l'orifice (-)
D	Diamètre de la conduite (m)
d	Diamètre de la goutte (m)
d_{32}	Diamètre de Sauter (m)
d_{95}	95% des gouttes d'une population à un diamètre inférieur à cette valeur (m)
d_d	Diamètre d'une goutte fille (m)
d_{d32}	Diamètre de Sauter d'une goutte fille (m)
d_f	Diamètre de goutte pour lequel il y a $f\%$ de rupture(m)
d_{max}	Diamètre maximum stable (m)
D_o	Diamètre de l'orifice (m)
E_s	Energie de surface d'une goutte mère (Nm)
$E_{s,d}$	Energie de surface d'une goutte fille après la rupture (Nm)
$f(d_d/d)$	% de goutte fille de diamètre d_d issue d'une goutte mère de diamètre d (-)
f_n	Fréquence propre d'oscillation d'une goutte au mode n (s^{-1})
L_o	Longueur caractéristique (m)
N	Nombre total de gouttes
N_c	Nombre de classes
N_f	Nombre de fragments
n_i	Nombre de gouttes dans la classe de diamètre d_i
P	Probabilité de rupture
pdf	Fonction de densité de probabilité ou fonction de répartition
r	Rayon de la goutte (m)
Re	Nombre de Reynolds dans la conduite= $DU\rho_c/\mu_c$ (-)
t_b	Temps de rupture (s)
u	Vitesse caractéristique turbulente (m/s)
U	Vitesse moyenne dans la conduite (m/s)
U_o	Vitesse moyenne dans l'orifice = U/β^2 (m/s)
U_R	Vitesse relative entre phases, ou glissement (m/s)
We	Nombre de Weber (-)

X Distance axiale à l'orifice (m)

Lettres grecques:

β Rapport de restriction entre le diamètre de l'orifice et de la conduite ($=D_o/D$)

β_n Fréquence d'amortissement des oscillations au mode n (s^{-1})

$\delta u^2(d)$ Différence de fluctuations de vitesse à l'échelle de la distance d (m/s)

ΔP_{\max} Perte de charge maximale à travers l'orifice (Pa)

ε Dissipation d'énergie moyenne par unité de masse ($m^{-2}s^{-3}$)

ϕ Fraction volumique effective en phase dispersée (-)

ϕ_d Fraction de débit de phase dispersée (-)

λ Rapport des viscosités μ_d/μ_c (-)

λ_k Micro-échelle spatiale de Kolmogorov (m)

Λ Macro-échelle spatiale de l'écoulement turbulent (m)

μ_c Viscosité de la phase continue (Pa.s = $kgm^{-1}s^{-2}$)

μ_d Viscosité de la phase dispersée (Pa.s)

μ_m Viscosité du mélange (Pa.s)

ρ_c Masse volumique de la phase continue (kgm^{-3})

ρ_d Masse volumique de la phase dispersée (kgm^{-3})

ρ_m Masse volumique du mélange (kgm^{-3})

σ Tension interfaciale (Nm^{-1})

σ_{32} Ecart-type autour du diamètre de Sauter (m)

τ Contrainte de déformation (N/m^2)

Indices

i, k i^{ème} classe, k^{ème} classe

d_i classe de diamètre d_i

r composante radiale de la vitesse

x composante axiale de la vitesse

Sommaire

INTRODUCTION GENERALE.....	1
CHAPITRE 1 ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE	7
1.1 CONCEPTS D'ANALYSE DES MECANISMES DE LA RUPTURE.....	9
1.1.1 <i>Approche usuelle de la rupture : bilan de forces statique</i>	10
1.1.2 <i>Rupture en écoulement turbulent</i>	11
1.1.3 <i>Analyse dynamique de la rupture</i>	18
1.2 ECOULEMENT ET RUPTURE A TRAVERS UN ORIFICE.....	21
1.2.1 <i>Ecoulement généré par une restriction de conduite</i>	21
1.2.2 <i>Caractérisation globale : perte de charge maximale</i>	23
1.2.3 <i>Principaux résultats sur la rupture générée par un orifice</i>	25
1.3 ECOULEMENTS CONCENTRES EN PHASE DISPERSEE.....	26
1.3.1 <i>Hydrodynamique des dispersions liquide-liquide</i>	26
1.3.2 <i>Rupture en milieu concentré</i>	29
1.4 CONCLUSIONS	31
CHAPITRE 2 DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET TECHNIQUES DE MESURE.....	33
2.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL	37
2.1.1 <i>Systèmes de phases</i>	37
2.1.2 <i>L'installation expérimentale</i>	39
2.2 METROLOGIE.....	45
2.2.1 <i>Trajectographie rapide</i>	45
2.2.2 <i>PIV rapide</i>	55
2.3 QUALIFICATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL	66
2.3.1 <i>Injection de la phase dispersée dans la conduite</i>	66
2.3.2 <i>Fraction volumique moyenne dans la conduite</i>	73
2.3.3 <i>Mesures des pertes de charge dans la conduite</i>	75
CHAPITRE 3 CARACTERISATION DE LA RUPTURE EN AVAL D'UN ORIFICE...	83
3.1 DROP BREAK-UP IN A TURBULENT PIPE FLOW DOWNSTREAM A RESTRICTION	85
3.2 INFLUENCE DE LA VISCOSITE DE LA PHASE CONTINUE.....	119
3.2.1 <i>Analyse préliminaire</i>	119
3.2.2 <i>Analyse des résultats</i>	121
3.2.3 <i>Lieux de rupture</i>	128
3.3 CONCLUSION	131

CHAPITRE 4 ETUDE HYDRODYNAMIQUE.....133

4.1	INTRODUCTION	135
4.2	STRUCTURE DE L'ÉCOULEMENT.....	137
4.2.1	<i>Champ de vitesse moyenne</i>	<i>137</i>
4.2.2	<i>Champ des fluctuations de vitesse</i>	<i>140</i>
4.3	CONTRAINTES LOCALES DE DEFORMATION.....	144
4.3.1	<i>Contribution du mouvement moyen</i>	<i>144</i>
4.3.2	<i>Contribution de la turbulence.....</i>	<i>148</i>
4.4	NOMBRE DE WEBER TURBULENT ET LIEUX DE RUPTURE.....	151

CHAPITRE 5 SIMULATION DE LA DEFORMATION ET DE LA RUPTURE.....155

5.1	INTRODUCTION	157
5.1.1	<i>Études antérieures</i>	<i>157</i>
5.1.2	<i>Proposition d'une démarche.....</i>	<i>158</i>
5.2	LE MODÈLE DYNAMIQUE FORCE.....	161
5.2.1	<i>L'oscillateur linéaire amorti.....</i>	<i>161</i>
5.2.2	<i>Forçage exercé sur la goutte</i>	<i>163</i>
5.2.3	<i>Distribution des gouttes à l'entrée dans l'orifice</i>	<i>163</i>
5.2.4	<i>Trajectoires des gouttes</i>	<i>165</i>
5.3	RÉSULTATS DES SIMULATIONS.....	168
5.3.1	<i>Exemples de résultats.....</i>	<i>168</i>
5.3.2	<i>Détermination d'un critère de rupture</i>	<i>170</i>
5.3.3	<i>Effet du temps d'amortissement de la goutte</i>	<i>180</i>
5.3.4	<i>Discussion.....</i>	<i>182</i>
5.4	CONCLUSION	184

CHAPITRE 6 RUPTURE EN MILIEU CONCENTRÉ185

6.1	INTRODUCTION	187
6.2	CONDITIONS OPÉRATOIRES	187
6.3	HYDRODYNAMIQUE LOCALE DE LA PHASE CONTINUE EN PRÉSENCE DE PHASE DISPERSÉE	191
6.3.1	<i>Adaptation de la PIV aux écoulements diphasiques L-L</i>	<i>191</i>
6.3.2	<i>Écoulement moyen</i>	<i>194</i>
6.3.3	<i>Turbulence</i>	<i>197</i>
6.3.4	<i>Forçage externe à l'origine de la rupture</i>	<i>200</i>
6.4	ÉTUDE STATISTIQUE DE LA RUPTURE POUR DES DISPERSIONS CONCENTRÉES.....	202
6.4.1	<i>Lieux de rupture.....</i>	<i>203</i>

6.4.2	<i>Probabilité de rupture</i>	206
6.4.3	<i>Produit de la rupture</i>	209
6.5	SIMULATION DE LA RUPTURE EN MILIEU CONCENTRE	213
6.5.1	<i>Hypothèses et adaptations de l'oscillateur linéaire amorti</i>	213
6.5.2	<i>Analyse des résultats</i>	214
6.6	CONCLUSION	220
CONCLUSION GENERALE		223
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES		229
Annexe 1 : Le bilan de population		243
Annexe 2 : Compléments – Hydrodynamique locale en aval de l'orifice		251
Annexe 3 : Expression générale de la fréquence d'amortissement d'une déformation		257

Introduction générale

Ce travail est une contribution à la compréhension et à la modélisation des mécanismes de rupture de gouttes dans les écoulements dispersés liquide-liquide turbulents.

Qu'elle soit subie ou recherchée, la fragmentation de bulles ou gouttes est un phénomène au cœur de nombreuses applications industrielles (émulsification, réaction catalytique hétérogène, polymérisation ou cristallisation en émulsion, séparation, etc.). C'est le transport diphasique eau-huile en extraction pétrolière qui a défini le contexte industriel des recherches conduites dans le cadre de ce travail, en partenariat entre l'Institut Français du Pétrole de Rueil-Malmaison et le Laboratoire de Génie Chimique de Toulouse.

La production pétrolière est indissociable d'une production simultanée d'eau, d'autant plus importante que le site de forage est ancien, donc moins riche en pétrole. Les deux liquides étant immiscibles, ils constituent un système diphasique qu'il faut ensuite séparer afin de récupérer le brut. La formation d'émulsions intervient à tous les niveaux de l'industrie pétrolière: le forage, la production, le raffinage, mais aussi le transport (Schramm, 1992). Durant leur transport, la tendance à l'émulsification des systèmes eau-huile résulte, d'une part de la traversée de zones où le cisaillement ou la turbulence sont intenses, et, d'autre part, de la présence d'agents tensioactifs naturels et de stabilisants à l'interface eau-huile. Ces deux facteurs favorisent la fragmentation et la production de dispersions stables difficiles à séparer par la suite.

Les émulsions formées en tête de puits sont un exemple significatif d'émulsions indésirables. Le rôle joué par la "choke valve" (vanne située au niveau de la duse de sortie) sur les modifications de la granulométrie des émulsions est maintenant bien identifié (Ronningsen et Urdahl, 1995 ; Davies, 1996). Le plus souvent se forment des émulsions "directes", constituées d'une phase aqueuse (appelée "eau et sédiments", à savoir de l'eau salée contenant des particules solides comme de la boue et du sable) dispersée dans le pétrole brut. La formation de ces émulsions dès la phase de production du pétrole génère des problèmes de pollution, liés aux rejets des eaux de production contenant toujours de l'huile, et de rendement, liés à l'entraînement d'huile dans l'eau. Ce problème est particulièrement sensible sur les plateformes de forage off-shore, sur lesquelles les dispositifs de séparation ne disposent que d'une place limitée.

Le phénomène de rupture dans les conduites pétrolières est particulièrement complexe : présence de singularités (restrictions, coudes), dispersions concentrées (50% en volume), présence de tensio-actifs, d'une troisième phase solide, voire d'une quatrième phase gazeuse. Les études menées dans les conditions proches de la réalité se limitent à une description encore qualitative du phénomène (Mallot *et coll.* 2003).

L'étude proposée dans le cadre de ce travail se situe délibérément en amont de la situation réelle, afin d'analyser plus précisément les mécanismes de rupture dans une configuration d'écoulement donnée. La géométrie retenue est celle d'un écoulement en

conduite comportant un orifice concentrique de rapport β variable (β est le rapport entre le diamètre de l'orifice et celui de la conduite). L'écoulement généré en aval de l'orifice est turbulent, et les systèmes de phases liquides retenus dans cette étude répondent avant tout à des critères de facilité de manipulation en laboratoire et d'aptitude à la séparation pour leur recirculation, ainsi qu'à des contraintes imposées par la mise en place de métrologies optiques (vidéo et PIV rapide). L'objectif de cette étude est d'analyser le mécanisme de rupture des gouttes dans l'écoulement turbulent en aval de l'orifice.

La grande majorité des travaux concernant la rupture en écoulement turbulent est basée sur la théorie de Hinze-Kolmogorov, une approche statique s'appuyant sur un bilan des forces s'exerçant sur la goutte, aboutissant à l'expression d'un diamètre maximum stable. Cette approche, souvent adoptée avec succès, ne renseigne pas sur le processus même de la rupture. Les mécanismes de rupture des gouttes plus grosses que le diamètre maximum stable et les lieux de rupture sont méconnus. A l'exception de quelques études en conduite, les observations directes du phénomène dans un écoulement turbulent sont rares. Une étude fondamentale basée sur l'observation, couplée à une étude statistique sur la probabilité de rupture et le produit de la rupture, est essentielle pour caractériser le phénomène en aval d'un orifice.

Un deuxième point-clé est d'évaluer la pertinence d'un critère de rupture basé sur un bilan de forces statique. La notion de dynamique propre de la goutte soumise à une contrainte de déformation instationnaire est très souvent ignorée. En réalité, la goutte n'adopte pas passivement la forme imposée par la contrainte exercée par la phase porteuse. Elle peut être considérée, dans certaines conditions, comme un oscillateur harmonique (Lamb, 1932) et agit alors comme un filtre qui va répondre à une sollicitation locale avec sa propre dynamique. Cette dynamique de la déformation d'une goutte est liée au rapport entre les échelles de temps caractéristiques de ce forçage et celles du temps de réponse de la goutte. Le problème de la réponse de la goutte à des variations de forçage externe ne peut donc être ignoré dans la description des mécanismes conduisant à la rupture.

Le premier chapitre de ce document fait un état des lieux des études menées sur la rupture en écoulement turbulent, en mettant l'accent sur certaines configurations d'écoulements (cuve agitée, conduite). Cette analyse bibliographique nous a conduits à privilégier trois axes de travail : une étude statistique globale de la rupture à travers l'orifice, une analyse de l'hydrodynamique locale offrant la possibilité de comprendre la dynamique de la réponse de la goutte à une sollicitation turbulente locale, et enfin l'examen de l'influence de la concentration en phase dispersée sur ce phénomène.

Un dispositif expérimental adapté au suivi et à l'observation de la rupture des gouttes en aval d'une restriction concentrique a été construit dans le cadre de cette thèse. L'observation expérimentale de la rupture est réalisée via une technique de trajectographie

rapide. Une méthode de vélocimétrie par images de particules (PIV) à haute fréquence a été développée pour accéder aux champs de vitesses des écoulements monophasiques et diphasiques. Le dispositif expérimental et la métrologie utilisée sont détaillés dans le Chapitre 2.

L'écoulement étudié étant instationnaire et fortement hétérogène, une approche statistique s'est imposée à partir d'expériences menées sur une goutte unique, injectée dans l'écoulement en amont de l'orifice. Dans un premier temps, la caractérisation globale de la fragmentation a été réalisée, à l'échelle d'un volume fini en aval de la restriction. Une interprétation des résultats en termes de probabilité de rupture et de distribution de gouttes filles a pu être alors proposée dans le cadre des approches classiques (théorie de Kolmogorov-Hinze). L'analyse globale est exposée dans le Chapitre 3, en partie sous la forme d'une publication en cours de révision.

Grâce à la mise en place d'une technique de PIV rapide en aval de l'orifice, l'analyse locale du champ hydrodynamique a ensuite permis d'identifier les contraintes locales à l'échelle de la goutte, responsables de sa déformation et de sa rupture. Ces champs de contraintes ainsi déterminés ont pu être comparés avec les répartitions des lieux de rupture observés pour différentes conditions opératoires et systèmes de phase. Cette étude fait l'objet du chapitre 4 de ce rapport.

Le mécanisme de rupture à l'échelle locale a été étudié en simulant la trajectoire de la goutte dans les champs 2D expérimentaux de contrainte instantanée. La dynamique de la déformation résultant des contraintes vues par la goutte le long de sa trajectoire a été simulée à l'aide d'un modèle d'oscillateur linéaire. Des critères de rupture ont alors été définis par des seuils de contraintes et de déformation le long des trajectoires. Ces critères ont été évalués dans le cadre d'une analyse statistique menée sur un grand nombre de gouttes, en comparant les probabilités globales et locales ainsi calculées avec les valeurs expérimentales. Les résultats de cette étude figurent dans le chapitre 5.

La démarche dégagée pour une goutte isolée en écoulement monophasique a été reconduite dans le cas d'écoulements dispersés concentrés (10 et 20% en volume). L'application des techniques optiques de visualisation de la rupture et de PIV est rendue possible grâce à l'ajustement des indices optiques de chaque phase. L'analyse de la rupture en milieu dense est présentée dans le chapitre 6.

Les principaux résultats de ces travaux sont enfin récapitulés dans la conclusion.

Chapitre 1 Etude bibliographique

1.1	CONCEPTS D'ANALYSE DES MECANISMES DE LA RUPTURE	9
1.1.1	<i>Approche usuelle de la rupture : bilan de forces statique</i>	10
1.1.2	<i>Rupture en écoulement turbulent</i>	11
1.1.3	<i>Analyse dynamique de la rupture</i>	18
1.2	ÉCOULEMENT ET RUPTURE A TRAVERS UN ORIFICE	21
1.2.1	<i>Écoulement généré par une restriction de conduite</i>	21
1.2.2	<i>Caractérisation globale : perte de charge maximale</i>	23
1.2.3	<i>Principaux résultats sur la rupture générée par un orifice</i>	25
1.3	ÉCOULEMENTS CONCENTRÉS EN PHASE DISPERSÉE	26
1.3.1	<i>Hydrodynamique des dispersions liquide-liquide</i>	26
1.3.2	<i>Rupture en milieu concentré</i>	29
1.4	CONCLUSIONS	31

L'objet de ce chapitre est de faire une synthèse des concepts propres à l'étude de la rupture de gouttes en écoulement turbulent. Les différentes approches sont abordées successivement, en commençant par l'approche statique classique de Hinze (1955). L'application de ce concept au cadre général de la rupture en écoulement turbulent est détaillée, et son utilisation étendue à des configurations d'écoulements classiques en génie chimique (comme la cuve agitée et l'écoulement en conduite). Les concepts relatifs à l'analyse dynamique de la déformation et de la rupture d'inclusions fluides (gouttes, mais également bulles) sont ensuite présentés.

Dans un deuxième temps, le cas particulier de la restriction de conduite considéré dans ce travail est abordé. On s'intéresse d'abord à l'écoulement généré en aval d'un orifice et à ses grandeurs caractéristiques, puis sont passés en revue les quelques travaux, peu nombreux, concernant la rupture provoquée par la présence d'une restriction dans une conduite. Le chapitre se termine par des éléments sur le comportement hydrodynamique des dispersions liquide-liquide concentrées en phase dispersée, et naturellement sur l'effet de cette concentration en gouttes sur la rupture.

1.1 Concepts d'analyse des mécanismes de la rupture

Les premiers travaux concernant la déformation et la rupture de gouttes ont été réalisés par Taylor (1932, 1934), qui a observé expérimentalement des déformations de gouttes et posé théoriquement les équations permettant de décrire le comportement d'une goutte visqueuse dans des écoulements à faible Reynolds. Les équations de Navier Stokes doivent être résolues à l'intérieur et à l'extérieur de la goutte, avec un couplage sur l'interface faisant intervenir la force due à la tension interfaciale. La forme de la goutte n'est pas connue a priori, mais résulte du bilan de forces à l'interface. Le comportement d'une goutte dans des écoulements déterministes à faible Reynolds a été largement étudié expérimentalement (Bentley et Leal, 1986) et numériquement (Acrivos et Lo, 1978 ; Stone *et coll*, 1986 ; Stone et Leal, 1989 ; Feigl *et coll*, 2003) : des solutions générales du jeu d'équations ont été proposées dans des configurations simples d'écoulement (élongation ou cisaillement simple) concernant des gouttes légèrement déformées. Ces travaux, restreints à des cas où les effets visqueux sont prépondérants (le nombre de Reynolds basé sur la taille de la goutte est toujours négligeable), ont mis en évidence le rôle du type d'écoulement, de la viscosité des fluides sur les modalités de la déformation et de la rupture éventuelle. Peu d'études concernent le forçage inertiel par des écoulements simple. Seul le cas particulier de la déformation d'une bulle dans un écoulement extensionnel axisymétrique a fait l'objet d'un grand nombre de travaux (notamment Ryskin et Leal, 1984, Kang et Leal, 1987).

L'étude de la rupture dans des écoulements complexes (inhomogénéités spatiales, instationnarités, turbulence) est d'un intérêt majeur pour la mise en œuvre dans l'industrie de dispersions liquide-liquide. Mais, bien qu'un très grand nombre de travaux aient été consacrés à la rupture en écoulement turbulent, la compréhension du phénomène est encore très limitée. Face à la diversité des situations d'écoulement entraînant la déformation et la rupture de gouttes, Hinze (1955) a cherché à systématiser les différents moyens qu'une goutte a de casser, en mettant en relation la nature du forçage (pressions dynamiques, contraintes visqueuses), le type d'écoulement (parallèle, hyperbolique plan et axisymétrique, rotationnel, couette, irrégulier) et une déformation résultante. Considérant le forçage externe comme moteur de la déformation de la goutte, il présente une approche de la rupture basée sur un bilan de forces statique entre le forçage externe et la force de tension interfaciale. Cette approche est décrite dans le prochain paragraphe.

1.1.1 Approche usuelle de la rupture : bilan de forces statique

Vingt ans après les travaux de Taylor, Hinze (1955) réalise un premier état de l'art des connaissances sur la rupture de gouttes, et adopte une approche par bilan de forces agissant à la surface d'une goutte dans une phase continue (forces de déformation et forces de stabilisation), récapitulant tous les cas appartenant à sa classification. Trois types de contraintes sont ainsi décrits :

- une contrainte externe τ qui induit la déformation : elle varie généralement en fonction du temps et de la position à la surface de la goutte. Il s'agit d'une contrainte visqueuse ou d'une pression dynamique exercée par la phase continue à l'interface ;

- une contrainte due à la tension interfaciale qui tend à s'opposer à la déformation (résistance de la goutte à une augmentation de sa surface), de la forme $\frac{\sigma}{d}$, avec d le diamètre de la goutte ;

- une contrainte visqueuse liée à la viscosité du fluide interne qui s'exprime sous la forme : $\frac{\mu_d}{d} \sqrt{\frac{\tau}{\rho_d}}$ avec μ_d et ρ_d respectivement la viscosité et la masse volumique de la phase dispersée.

Ces trois contraintes contrôlent la déformation et la rupture de la goutte et permettent de former deux groupes adimensionnels indépendants.

Le premier, $\tau d / \sigma$, représente le rapport direct entre la force tendant à déformer la goutte et celle tendant à la stabiliser : plus il est grand, plus la déformation risque d'être importante. Hinze postule que la rupture se produit quand ce nombre atteint une valeur critique : cette valeur donne accès au diamètre maximum stable d_{max} , taille de goutte au-delà

de laquelle la rupture est possible, pour une contrainte τ fixée. Il s'agit d'une approche statique, qui ne considère pas la dynamique propre de la goutte.

Le nombre adimensionnel $\tau d / \sigma$ est appelé nombre de Weber lorsque τ est une contrainte de déformation inertielle (écoulement à fort Reynolds) ; alors $\tau = \rho_c U_R^2$ avec U_R l'amplitude de la vitesse relative entre la goutte et la phase continue, et We s'écrit alors :

$$We = \frac{\rho_c U_R^2 d}{\sigma}. \quad (1.1)$$

Si la contrainte de déformation est de nature visqueuse (écoulement à faible Reynolds), τ est de la forme $\mu_c \dot{\gamma}$ avec $\dot{\gamma}$ le gradient de vitesse de l'écoulement (Taylor, 1934). On parle alors du nombre capillaire, noté Ca , généralement construit avec le rayon r de la goutte :

$$Ca = \frac{\mu_c \dot{\gamma} r}{\sigma}. \quad (1.2)$$

Le deuxième nombre adimensionnel indépendant déduit des trois contraintes listées précédemment est le nombre de Viscosité (ou nombre de Ohnsorge) qui prend en compte la viscosité de la goutte :

$$N_{vi} = \frac{\mu_d}{\sqrt{\rho_d \sigma d}}. \quad (1.3)$$

Hinze a ainsi tenté de mettre en place une approche universelle de la rupture : la goutte casse au-delà d'une valeur critique du nombre de Weber (ou nombre Capillaire selon le forçage). Cependant, pour des écoulements complexes, il n'est pas toujours aisé de déterminer l'expression précise de la contrainte externe τ . D'autre part, les nombreuses études expérimentales ont montré que la valeur critique est fonction de l'écoulement et des propriétés physico-chimiques des phases. Chaque type d'écoulement a généré une ligne de travail indépendante : on est loin d'une approche universelle sur la rupture. L'approche par bilan de forces est pourtant encore largement exploitée aujourd'hui (Ceylan et coll, 2002 ; Sarimeseli et Kelbaliyev, 2004 ; Das *et coll*, 2005). A son avantage, on doit noter qu'elle fournit souvent une bonne approximation du d_{max} dans des écoulements forcés continus.

1.1.2 Rupture en écoulement turbulent

Le cas des écoulements turbulents est une situation complexe pour étudier la déformation et la rupture de gouttes. En effet, le champ de vitesse instantanée autour de la goutte n'est pas constant ; et, la turbulence étant un processus stochastique, on ne peut en

avoir qu'une description statistique. Enfin, en pratique, la turbulence n'est que très rarement la seule cause de déformation et de rupture : le forçage externe exercée à la surface de la goutte résulte d'une combinaison des effets de la turbulence et d'une vitesse de déformation moyenne.

Lorsque la turbulence est considérée comme le seul phénomène responsable de la rupture, la théorie de Hinze-Kolmogorov offre une solution au problème de la prévision d'un diamètre maximum stable en écoulement.

Théorie de Hinze-Kolmogorov

Les travaux fondamentaux sur la rupture de goutte en écoulement turbulent ont été menés indépendamment à la fois par Kolmogorov (1949) et Hinze (1955). L'approche par bilan de forces statique est utilisée : la goutte casse lorsque le nombre de Weber dépasse une valeur critique. En écoulement turbulent, les contraintes visqueuses ne sont significatives que si les gouttes sont petites comparées l'échelle spatiale de l'écoulement visqueux, donnée par l'échelle de Kolmogorov notée λ_k . Si $d > \lambda_k$, Hinze (1955) suppose que la contrainte externe agissant sur les gouttes est liée à des forces de pression dynamique. Ces forces sont liées aux fluctuations moyennes de vitesse sur des distances de l'ordre du diamètre de la goutte $\overline{\delta u^2(d)}$:

$$\overline{\delta u^2(d)} = \sum_i \overline{[u_i(x + d/2) - u_i(x - d/2)]^2}, \quad (1.4)$$

avec x la position de la goutte et u_i la fluctuation de vitesse de la phase continue dans la direction i . Le nombre de Weber résultant est de la forme :

$$We = \frac{\rho_c \overline{\delta u^2(d)} d}{\sigma}. \quad (1.5)$$

Si la turbulence est isotrope à l'échelle de la goutte et si le diamètre de la goutte d appartient au domaine inertiel de turbulence :

$$\lambda_k = \left(\frac{\mu_c^3}{\rho_c^3 \varepsilon} \right)^{1/4} \leq d \leq \Lambda \quad (1.6)$$

avec λ_k l'échelle de Kolmogorov et Λ l'échelle de longueur des plus gros tourbillons ($\Lambda \approx 0.1D$ pour un écoulement en conduite, D étant le diamètre de la conduite), alors $\overline{\delta u^2(d)}$ peut être exprimé en fonction de la dissipation d'énergie turbulente ε (par unité de masse de phase continue) :

$$\overline{\delta u^2(d)} = C_1 (\varepsilon d)^{2/3}, \quad (1.7)$$

avec C_1 une constante de l'ordre de 2 (Batchelor, 1953). L'expression classique du nombre de Weber proposée par Hinze est alors la suivante :

$$We = \frac{2\rho_c \varepsilon^{2/3} d^{5/3}}{\sigma}, \quad (1.8)$$

Le diamètre maximum stable en écoulement turbulent est donné par la relation :

$$d_{\max} = C_2 \left(\frac{\sigma}{\rho_c} \right)^{3/5} \varepsilon^{-2/5}, \quad (1.9)$$

Sur la base des résultats expérimentaux de Clay (1940) appliqués à l'équation 1.9, Hinze (1955) trouve que la constante C_2 (qui correspond à $(We_{crit}/2)^{3/5}$) est égale à 0.725.

Lorsque le diamètre des gouttes est inférieur à l'échelle de Kolmogorov ($d < \lambda_k$), c'est une contrainte visqueuse qui induit la déformation et la rupture (Levich, 1962 ; Bourne et Baldyga, 1994). Dans le domaine visqueux en turbulence homogène isotrope, le gradient de vitesse est uniforme et de la forme :

$$\dot{\gamma} = \left(\frac{2}{15} \frac{\varepsilon \rho_c}{\mu_c} \right)^{1/2}. \quad (1.10)$$

La prédominance des forces visqueuses sur la rupture des gouttes conduit à écrire un nombre capillaire :

$$Ca = \left(\frac{2}{15} \right)^{1/2} \frac{(\mu_c \rho_c \varepsilon)^{1/2} r}{\sigma} \quad \text{donc} \quad d_{\max} \propto \sigma (\varepsilon \mu_c \rho_c)^{-1/2} \quad (1.11)$$

Le diamètre maximum stable est donc une fonction décroissante de la dissipation d'énergie : $d_{\max} \propto \varepsilon^{-0.4}$ dans la zone inertielle et $d_{\max} \propto \varepsilon^{-0.5}$ dans la zone visqueuse.

Influence de la viscosité de la phase continue μ_c sur la taille de goutte :

L'équation générale établie par Hinze ne fait pas intervenir la viscosité de la phase continue qui selon Walstra (1983) a peu d'influence sur la valeur de d_{\max} . Dans certains cas, il apparaît que la taille moyenne de goutte (ou le diamètre maximum stable) peut diminuer légèrement quand μ_c augmente : il s'agit alors d'une situation où les forces inertielles ne sont plus la seule cause de rupture (Bourne et Baldyga, 1994). Une augmentation de μ_c conduit à une diminution du nombre de Reynolds, donc à une intensité turbulente plus faible; la rupture visqueuse peut alors éventuellement prendre le pas sur la rupture inertielle. On peut aussi penser, que la structure même de l'écoulement soit modifiée.

Influence de la viscosité de la phase dispersée μ_d :

L'équation classique de Hinze (1955) (équation 1.9) néglige aussi l'influence de μ_d sur le diamètre maximum stable : la valeur du nombre de viscosité (équation 1.3) associée aux expériences de référence qu'il a utilisées restant très faible, il en déduit que la durée des forces liées aux fluctuations turbulentes responsables de la rupture est trop courte pour permettre le moindre effet de la viscosité à l'intérieur de la goutte. Mis à part les cas de faible valeur de viscosité de la phase dispersée, cette hypothèse est en désaccord avec les résultats expérimentaux (Walstra, 1974) : d_{max} a tendance à augmenter avec μ_d . C'est pourquoi de nombreux auteurs (Chen et Middleman, 1967 ; Araï *et coll*, 1977 ; Lagisetty *et coll*, 1986) ont modifié l'équation 1.9 en faisant intervenir le nombre de viscosité afin de prendre en compte les effets de la viscosité de la phase dispersée.

Sleicher (1962) suggère que les forces visqueuses participant à la rupture sont celles qui s'opposent à l'étirement de la goutte ; il propose donc de faire intervenir un nombre capillaire $\mu_d U / \sigma$ dans sa corrélation :

$$d_{max} \propto \varepsilon^{-2/5} (1 + 0.7(\mu_d U / \sigma)^{0.7}) \sigma^{3/5} \rho_c^{-3/5}. \quad (1.12)$$

avec U la vitesse moyenne de la dispersion.

Davies (1985) a ajouté dans l'équation générale de Hinze un terme de contrainte visqueuse faisant intervenir la différence de vitesse interne dans la goutte (qu'il considère égale à la fluctuation de vitesse u) :

$$d_{max} \propto \varepsilon^{-2/5} (\sigma + \mu_d u / 4)^{3/5} \rho_c^{-3/5}. \quad (1.13)$$

Karbstein (1995) fixe des domaines de valeurs limites de la viscosité de la phase dispersée pour évaluer le diamètre maximal des gouttes en écoulement turbulent en faisant intervenir le nombre de viscosité :

$$\text{Pour les faibles valeurs de } N_{vis} (\mu_d < 10 \text{ mPa.s}) : d_{max} \propto \varepsilon^{-2/5}$$

$$\text{Pour des valeurs de } N_{vis} \text{ élevées } (\mu_d \gg 10 \text{ mPa.s}) : d_{max} \propto \varepsilon^{-1/4} \mu_d^{3/4}$$

Ces diverses expressions, s'appuyant sur des résultats expérimentaux, donnent des résultats très différents selon le type d'appareil d'émulsification et le système de phases considérés. Dans de nombreuses applications pratiques (production d'émulsions bitumineuses par exemple), la viscosité de la phase dispersée joue un rôle crucial mais encore aujourd'hui très difficile à évaluer dans la détermination du d_{max} .

En pratique, l'étude de la rupture turbulente a principalement été menée dans deux configurations d'écoulement : la cuve agitée, une application essentielle du phénomène de

rupture de gouttes en génie chimique et donc extrêmement étudiée dans la littérature, mais aussi l'écoulement en conduite, une situation là encore fondamentale dans diverses industries du procédé et en particulier l'industrie pétrolière. Une synthèse des principaux résultats obtenus dans ces schémas d'écoulement classiques est présentée dans le paragraphe suivant.

Bilan des résultats concernant les schémas d'écoulement classiques

Rupture en cuve agitée

La problématique principale des nombreux travaux concernant la rupture en cuve agitée est liée à la prédiction de la taille de gouttes d'une population en écoulement. Les mécanismes de rupture et de coalescence sont simultanément mis en jeu (Coulaloglou et Tavlarides, 1977 ; Tsouris et Tavlarides, 1994). Dans de nombreux travaux, les auteurs considèrent des dispersions diluées et supposent qu'ils peuvent de ce fait négliger la coalescence.

Hinze (1955) s'est interrogé sur l'application de son modèle de rupture en écoulement turbulent pour une dispersion en cuve agitée : l'écoulement turbulent induit par les pales de l'agitateur est très complexe, et l'intensité de la turbulence est particulièrement inhomogène. L'hypothèse d'une turbulence homogène isotrope est donc loin d'être vérifiée : Hinze suppose cependant que le d_{max} varie globalement selon l'équation 1.9 avec une valeur différente et plus petite de la constante C_2 .

A partir de l'analyse théorique de Hinze-Kolmogorov, le diamètre maximum stable d_{max} est mis en relation avec la puissance dissipée (P_{diss}) dans la cuve agitée (de volume V), qui s'exprime en fonction du diamètre de l'agitateur D_{turb} et de la vitesse d'agitation N (s^{-1}) :

$$\varepsilon \propto \frac{P_{diss}}{\rho_c V} \propto N^3 D_{turb}^2 \quad \Rightarrow \quad \frac{d_{max}}{D_{turb}} = C_3 We^{-0.6} \propto N^{-1.2}, \quad (1.14)$$

avec C_3 une constante. Coulaloglou et Tavlarides (1976) ont listé un grand nombre de corrélations de ce type disponibles dans la littérature : à partir de nombreuses données expérimentales offrant une large gamme de valeurs des paramètres du système de phases, des corrélations ont été développées pour la prédiction de la taille de gouttes moyenne et la distribution de taille de gouttes à l'équilibre en cuve agitée (Vermeulen *et coll*, 1955 ; Chen et Middleman, 1967 ; Sprow, 1967 ; Araï *et coll*, 1977 ; Verhoff *et coll*, 1977 ; Davies, 1985 ; Lagisetty *et coll*, 1986 ; Calabrese *et coll*, 1986a ; Kostoglou *et coll*, 1997). L'exposant -0.6 du nombre de Weber dans les expressions précédentes est souvent remis en cause, surtout pour les systèmes non dilués. Certains auteurs ont utilisé la notion d'intermittence de la turbulence pour analyser les variations de l'exposant du nombre de Weber (Baldyga et Bourne, 1993), mais la confrontation avec des résultats expérimentaux manque pour justifier la prise en compte de l'intermittence dans la théorie de la rupture. Enfin, l'étude de l'évolution des

distributions de tailles de gouttes en cuve agitée mesurées expérimentalement sur de longues durée d'agitation (au moins pendant 10h) a montré que la rupture des gouttes se produit tout au long de l'expérience (Lam *et coll*, 1996) : ce constat conduit à réévaluer la notion largement considérée de d_{max} et l'existence d'une distribution de tailles de gouttes stable au bout d'un temps d'agitation suffisamment long.

Rupture en conduite

La majorité des études expérimentales sur la rupture en écoulement turbulent en conduite est dédiée à la prédiction du diamètre maximum stable (Sleicher, 1962 ; Hughmark, 1971 ; Kubie et Gardner, 1977 ; Karabelas, 1978 ; Hesketh *et coll*, 1987), et quelques unes aux distributions de tailles de gouttes produites en conduite (Ward et Knudsen, 1967 ; Collins et Knudsen, 1970 ; Hesketh *et coll*, 1991a ; Kostoglou et Karabelas, 1998 ; Angeli et Hewitt, 2000). Dans cette configuration d'écoulement, la turbulence n'est pas la seule cause de déformation, car il existe un fort gradient de vitesse près de la paroi. De plus, la turbulence en conduite est loin d'être homogène : établir un modèle prédisant le diamètre stable des gouttes en conduite n'est pas simple et des corrélations très diverses ont été établies.

Dans le cadre d'un écoulement turbulent en conduite, l'équation classique de Hinze (1955) peut être appliquée en prenant l'expression suivante pour la dissipation d'énergie moyenne:

$$\varepsilon = \frac{2fU^3}{D}, \quad (1.15)$$

avec U la vitesse débitante moyenne dans la conduite, D le diamètre de la conduite et f le facteur de friction qui peut être calculé en régime turbulent par la loi de Blasius : $f = 0.0791/Re^{1/4}$. Il en découle l'expression du diamètre maximum stable :

$$\frac{d_{max}}{D} = 1.5 \left(\frac{D\rho_c U^2}{\sigma} \right)^{-0.6} Re^{0.1}, \quad (1.16)$$

On peut remarquer que le nombre adimensionnel $\{D\rho_c U^2/\sigma\}$ correspond à un nombre de Weber basé sur le diamètre de la conduite et sur la vitesse débitante.

Sleicher (1962) a étudié expérimentalement la rupture en conduite à partir d'une analyse photographique de sections de conduite. Il a observé que les gouttes se cassent préférentiellement en paroi, à savoir dans une région à fort cisaillement. Il en a déduit que l'équation classique de Hinze / Kolmogorov, valable en turbulence isotrope, ne peut pas s'appliquer à l'écoulement en conduite. A partir d'une mesure de tailles de gouttes en fonction de paramètres clés comme la vitesse moyenne et la tension interfaciale, et d'une étude sur l'influence de la viscosité de la phase dispersée, Sleicher propose la corrélation suivante :

$$We\sqrt{\frac{\mu_c U}{\sigma}} = 38 \left[1 + 0.7 \left(\frac{\mu_d U}{\sigma} \right)^{0.7} \right] \text{ avec } We = \frac{d_{\max} \rho_c U^2}{\sigma}, \quad (1.17)$$

On peut remarquer qu'à la différence de l'équation (1.16) le diamètre de la conduite n'intervient pas ici dans l'expression du d_{\max} .

Observant lui-aussi une rupture préférentielle des gouttes à la paroi, Karabelas (1978) a corrélié ses données expérimentales en gardant comme base théorique l'équation générale de Hinze mais en faisant intervenir non plus la dissipation d'énergie moyenne ε mais la valeur « locale » de la dissipation d'énergie (qui dépend de la distance à la paroi) à l'endroit où la rupture est la plus probable. Il obtient une expression de forme classique, écrite non pas pour le diamètre maximum stable, mais pour d_{95} , le diamètre sous lequel on trouve 95% de la distribution en volume :

$$\frac{d_{95}}{D} = 4.0 We^{-0.6} \text{ avec } We = \frac{\rho_c U^2 D}{\sigma}, \quad (1.18)$$

Hesketh, Russel et Etchells (1987) ont utilisé une expression du nombre de Weber différente de celle définie par Hinze et ont proposé l'équation suivante pour le calcul du d_{\max} :

$$d_{\max} = \left(\frac{We'_{crit}}{2} \right)^{0.6} \left(\frac{\sigma^{0.6}}{(\rho_c^2 \rho_d)^{0.2}} \right) \varepsilon^{-0.4} \left(1 + BN_{Vi}' \right)^{0.6} \quad (1.19)$$

où $We'_{crit} = \frac{\tau d_{\max} (\rho_d / \rho_c)^{1/3}}{\sigma}$ est le nombre de Weber critique défini par Levich (1962), qui fait intervenir la densité des deux phases contrairement à celui défini par Hinze, B est une constante égale à 1.5 (calculée empiriquement), et N_{Vi}' est le nombre de viscosité donné par : $N_{Vi}' = \left(\frac{\mu_d (\varepsilon d_{\max})^{1/3}}{\sigma} \right) \left(\frac{\rho_c}{\rho_d} \right)^{0.5} = N_{Vi} \cdot We^{-1/2}$.

Les observations expérimentales de la rupture de gouttes en conduite (gouttes isolées ou dispersions diluées) ont apporté beaucoup d'informations concernant les mécanismes de déformation et de rupture (Swartz et Kessler, 1970 ; Hesketh *et coll*, 1991b). La rupture a lieu majoritairement au voisinage de la paroi, la goutte s'allonge d'abord en un filament fluide dont les extrémités deviennent presque sphériques. La déformation se poursuit jusqu'à ce que le filament de fluide se casse, deux gouttes filles sont formées, le plus souvent de tailles différentes. Précisons enfin que ces diverses corrélations ont été établies pour des expériences en milieu dilué ($\phi < 1\%$), afin d'éviter le phénomène de coalescence.

Appliquées à des résultats expérimentaux hors de leur cadre strict de développement, ces équations échouent le plus souvent à prédire une valeur correcte du diamètre maximum

stable : elles permettent au mieux de retrouver un domaine de valeurs probables du d_{max} (Van Der Zande et Van Den Broek, 1998).

Notion de temps ou de fréquence de rupture

Un des problèmes fréquemment abordé dans l'étude de la rupture en conduite est d'établir l'influence de la longueur d'observation sur le diamètre de gouttes mesuré : pour déterminer un d_{max} vrai, il faut a priori avoir une conduite de longueur infinie. Pour pallier ce problème, les différents auteurs ont trouvé des solutions plus ou moins spécifiques à leur expérience, comme injecter des gouttes de taille très proche de d_{max} (Sleicher, 1962) ou bien utiliser des conduites très longues. Karabelas (1978) fixe une longueur minimale à 176 fois le diamètre de la conduite afin d'obtenir une valeur correcte du diamètre maximum stable. La notion de diamètre maximum stable en conduite semble finalement difficile à appréhender et à mesurer expérimentalement : il dépend de la longueur de la conduite, donc du temps de séjour dans l'écoulement turbulent.

Or, dans la plupart des applications pratiques, le temps de séjour d'une goutte dans le champ turbulent est limité : la théorie de Hinze-Kolmogorov ne prend pas en compte la notion de temps associé à la rupture, on sait seulement que si le nombre de Weber est supérieur à une valeur critique, la rupture se produira après un temps indéfini. Ce constat a conduit à définir la notion de fréquence de rupture (probabilité de rupture par unité de temps) très largement utilisée dans les bilans de populations (citons par exemple Valentas et Amundson, 1966 ; Coulaloglou et Tavlarides, 1977 ; Narsimhan *et coll*, 1984 ; Chatzi et Lee, 1987 ; Tsouris et Tavlarides, 1994 ; Luo et Svendsen, 1996 ; Kostoglou et Karabelas, 1998 ; Ceylan *et coll*, 2002). Hesketh et al (1991b) a mesuré un temps de rupture (mis en relation avec la fréquence propre d'oscillation de la goutte) qu'il compare avec le temps de séjour de la goutte dans la conduite.

Comme on vient de le voir, l'approche statique de Hinze a été adoptée avec plus ou moins de succès dans de très nombreux travaux, mais elle n'éclaire pas sur les mécanismes à l'origine de la rupture. Le rôle de la dynamique propre de la goutte, de son temps de réponse face aux contraintes externes, est abordé dans le paragraphe suivant.

1.1.3 Analyse dynamique de la rupture

Dynamique propre de l'interface

Une goutte n'adopte pas passivement la forme imposée par l'écoulement. L'interface a une dynamique propre : si une goutte non sphérique est immergée dans un fluide au repos, des

échanges périodiques entre les énergies surfacique et cinétique provoquent des vibrations oscillatoires de la goutte.

Le calcul des modes de vibration de la goutte a d'abord été effectué dans le cas d'une goutte dans le vide (Rayleigh, 1879) puis étendu au cas général d'une inclusion (bulle ou goutte) immergée dans un autre fluide (Lamb, 1932). Le calcul de Lamb, sous les hypothèses d'oscillations de faible amplitudes et d'une phase continue au repos à l'infini, conduit à déterminer des modes de vibration caractérisés par deux entiers m et n ($n \geq 2$ et $0 \leq m \leq n$). A chaque mode correspondent une harmonique spécifique et donc une forme donnée. La fréquence naturelle d'oscillations f_n est donnée par l'expression :

$$\omega_n = 2\pi f_n = \sqrt{\frac{(n-1)n(n+1)(n+2)\sigma}{(\rho_d(n+1) + \rho_c n)r^3}}. \quad (1.20)$$

avec n le nombre caractérisant le mode, ω_n la pulsation, σ la tension interfaciale du système, r le rayon de l'inclusion et enfin ρ_c et ρ_d respectivement les densités de la phase continue et de l'inclusion. Cette relation a été utilisée pour évaluer le temps de réponse d'une particule à une sollicitation externe et a servi notamment de point de départ pour évaluer le temps de rupture d'une bulle en écoulement turbulent en conduite (Hesketh, 1991). Si l'on prend en compte l'effet de la viscosité des fluides, les oscillations de forme de l'inclusion sont amorties au cours du temps (comme $e^{-\beta_n t}$), cet amortissement ramène la forme à l'équilibre sphérique. L'expression de la fréquence d'amortissement β_n est dérivée du calcul de la dissipation dans un écoulement potentiel (Lamb, 1932). Pour une bulle, cette expression est :

$$\beta_n = (n+1)(n+2) \frac{\mu_c}{\rho_c r^2}. \quad (1.21)$$

et pour une goutte dans le vide :

$$\beta_n = (n-1)(2n+1) \frac{\mu_d}{\rho_d r^2}. \quad (1.22)$$

Des analyses détaillées sur l'amortissement de gouttes dans un autre fluide ont été réalisées après les premiers travaux de Lamb (Valentine *et coll*, 1965 ; Miller et Scriven, 1968 ; Prosperetti, 1980) : ces études sont détaillées en introduction du chapitre 5.

Rôle de la dynamique propre de l'inclusion sur la rupture

Sevik et Park (1973) ont amorcé une extension de la théorie de Hinze dans le cadre d'une étude expérimentale de la rupture de bulles en écoulement turbulent. Le nombre de Weber critique est modélisé en se basant sur la réponse dynamique de la bulle ou de la goutte à des fluctuations de pression dépendant du temps. Ces auteurs comparent la fréquence propre

d'oscillation de l'inclusion (équation 1.20) au mode $n=2$ avec une fréquence caractéristique de l'écoulement turbulent :

$$f_t = \frac{\sqrt{\delta u^2}}{d}. \quad (1.23)$$

Le nombre de Weber critique est obtenu en ajustant ces deux fréquences :

$$We_2 = \frac{24}{\pi^2 \left(3 \frac{\rho_d}{\rho_c} + 2 \right)}. \quad (1.24)$$

Sevik et Park (1973) retrouvent par cette expression les valeurs du nombre de Weber critique trouvées expérimentalement (0.59 dans le cas d'une goutte, pour les expériences de Clay exploitées par Hinze (1955), et 1.26 dans le cas d'une bulle, pour leurs propres expériences). Comme le souligne Risso (2000), cette approche propose une interprétation différente pour le nombre de Weber critique, mais donne le même résultat : il est donc impossible de déterminer quelle approche (bilan de forces statique ou mécanisme de résonance) est correcte.

Une recherche expérimentale étendue sur la rupture d'une bulle immergée dans un champ turbulent (Risso et Fabre, 1998) a mis en évidence le rôle de la dynamique de la bulle dans le processus de déformation. Ce rôle est analysé théoriquement via l'équation linéaire d'un oscillateur amorti, faisant intervenir les deux paramètres f_n (fréquence propre d'oscillation) et β_n (fréquence d'amortissement) au mode $n=2$. Cette étude sur la rupture de bulles, sous l'action seule de la turbulence a montré que, pour une intensité turbulente donnée (où la turbulence est considérée comme une succession de tourbillons de période et d'intensité aléatoire), deux processus distincts peuvent conduire à la rupture. Le premier est lié à la présence de tourbillons suffisamment intenses pour causer la rupture d'une bulle non déformée : ce mécanisme est indépendant de l'histoire de la déformation, mais est associé à un niveau instantané de la turbulence. Ce processus peut être interprété par un simple bilan de force (interprétation classique de Hinze). Le second est associé à une interaction entre la dynamique des bulles et la succession stochastique des tourbillons qu'elles rencontrent. L'accumulation d'énergie à partir des tourbillons successifs (la bulle casse lorsque l'énergie accumulée est suffisante) est régie par un mécanisme de résonance qui dépend fortement de l'histoire de la turbulence, de la déformation de la bulle et du rapport entre le temps d'amortissement de la déformation et le temps entre deux tourbillons successifs.

Par analogie avec les études menées par Risso et Fabre (1998) sur la rupture de bulles en milieu turbulent, on peut penser qu'il est nécessaire d'envisager les deux mécanismes conduisant à la rupture pour des gouttes en écoulement turbulent dans une phase continue liquide. Toutefois, dans la plupart des applications pratiques, la turbulence n'est pas a priori la

seule cause responsable de la déformation : c'est le cas de l'écoulement en aval d'une restriction de conduite qui combine zones de fort cisaillement et turbulence pour lequel il apparaît comme fondamental d'identifier la cause de la rupture prépondérante.

Le paragraphe suivant est consacré à la rupture de gouttes en aval d'une restriction de conduite, en commençant par la description de l'écoulement généré par la présence d'un orifice dans un tube, puis en faisant un bilan des rares études concernant la rupture dans cette configuration d'écoulement.

1.2 Ecoulement et rupture à travers un orifice

1.2.1 Ecoulement généré par une restriction de conduite

L'écoulement généré par un orifice est bien connu, car ses applications (vannes, débitmètres à orifice, chicanes dans des colonnes ou des réacteurs (Duquenne, 1992)) ont rendu indispensable son étude locale expérimentale de type LDA 3D (Morrison *et coll*, 1993) et numériques (Erdal et Andersson, 1997).

Les écoulements en aval d'un orifice dans une conduite peuvent être classés en trois régimes distincts : un régime d'écoulement purement laminaire, un régime dit de relaminarisation et un régime turbulent. En régime purement laminaire, l'écoulement est laminaire avant l'orifice et le reste après la restriction. Au-delà d'une valeur critique du nombre de Reynolds dans l'orifice, défini par :

$$Re_o = \frac{D_o U_o \rho_c}{\sigma}, \quad (1.25)$$

l'écoulement, laminaire en amont de l'orifice, devient turbulent juste en aval de la restriction et se relaminarise au-delà d'une distance suffisante de l'orifice. Cette valeur critique dépend de la géométrie considérée et du rapport de restriction β défini par :

$$\beta = \frac{D_o}{D}, \quad (1.26)$$

avec D_o le diamètre de l'orifice et D le diamètre de la conduite. La valeur critique du nombre de Reynolds dans l'orifice se situe entre 300 et 340 (Lakshmana *et coll*, 1976) pour un orifice à bords carrés.

Lorsque la valeur du nombre de Reynolds dans la conduite excède 2000, à la fois l'écoulement en conduite et l'écoulement juste en aval de l'orifice sont turbulents. Seul le troisième régime sera considéré dans cette étude. La Figure 1.1 représente la perturbation d'un écoulement turbulent pleinement développé dans une conduite, liée à la présence d'un orifice concentrique.

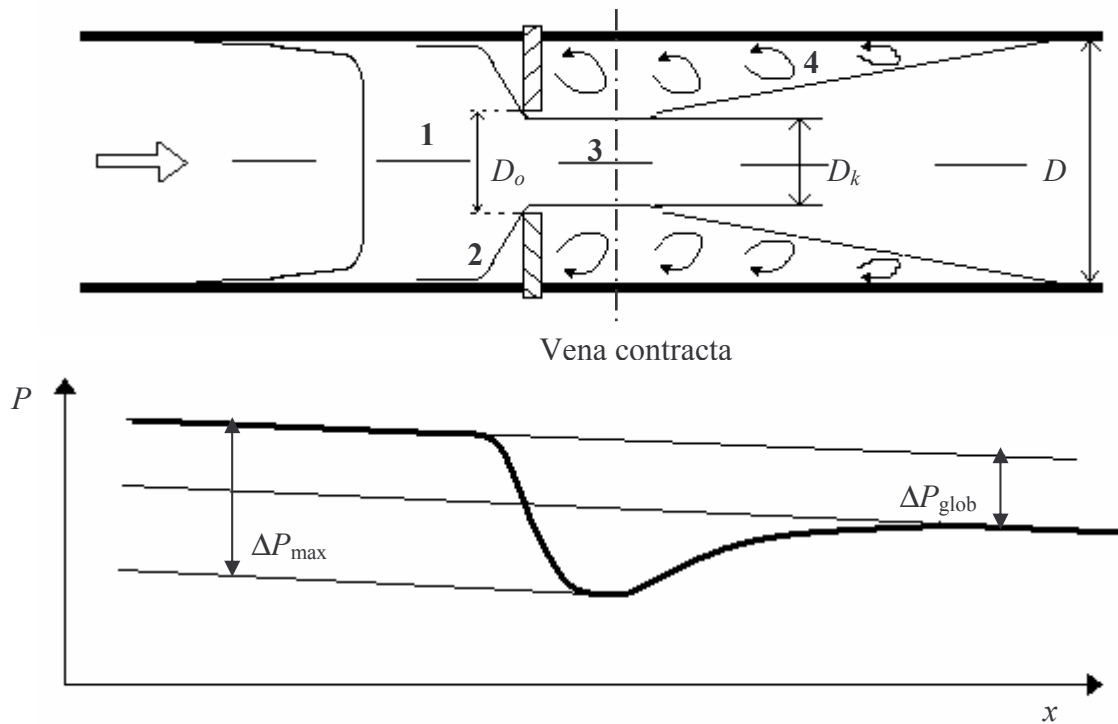


Figure 1.1: Représentation schématique de l'écoulement généré par un orifice dans une conduite.

- 1 ⇔ Zone d'aspiration qui crée une petite boucle de recirculation en amont et accélère les vitesses axiales près de l'axe ;
- 2 ⇔ Écoulement de paroi et de retour ;
- 3 ⇔ Jet de liquide accéléré après le passage de l'orifice ; le lieu où la vitesse moyenne axiale est maximale est la « vena contracta » ;
- 4 ⇔ Recirculation de fluide en aval de l'orifice sur une distance appelée longueur de recollement.

En amont de l'orifice, le profil de vitesse est complètement axial, mais quand le flux s'approche de la restriction, la contraction de l'écoulement fait apparaître des vitesses radiales dirigées vers l'axe. Une petite zone de recirculations existe juste en amont de l'orifice. L'écoulement sur l'axe central s'accélère à la traversée de l'orifice et les vitesses radiales subsistent après l'obstacle et amincissent le flot principal. L'endroit où celui-ci est le plus étroit est nommé la « vena contracta ». La composante axiale de la vitesse, ainsi que la valeur de la perte de charge (différence de pression amont-aval) sont maximales au niveau de la « vena contracta » (d'après Bernoulli). Le flot principal, assimilable à un jet, s'élargit ensuite jusqu'à un rattachement de l'écoulement aux parois de la conduite : une grande zone de

recirculation se développe sur toute la longueur de recollement (Morrison *et coll*, 1993). La distance L nécessaire au rattachement dépend du débit du fluide et de la section de l'orifice.

L'étude de la distribution de vitesse moyenne axiale le long de la ligne centrale de la conduite peut être utilisée pour identifier précisément la position de la « vena contracta » : elle se situe à une distance de l'orifice comprise entre 0.5 et 1 fois le diamètre de la conduite, selon le nombre de Reynolds dans la conduite et le rapport de restriction. Au niveau même de l'orifice, le gradient de vitesse axial est très important : cela génère des petits tourbillons à haut niveau de vorticité, responsables du transfert radial diffusionnel de quantité de mouvement de l'intérieur vers l'extérieur du jet. Le gradient de vitesse local diminue progressivement quand on s'éloigne de l'orifice, il y a donc une réduction de l'énergie transmise aux tourbillons qui vont donc s'affaiblir, ce qui se traduit par une diminution progressive du niveau de turbulence.

Le paramètre le plus largement utilisé pour caractériser une restriction de conduite est la perte de charge maximale ΔP_{\max} : ce paramètre global est détaillé dans le paragraphe suivant, d'abord concernant les écoulements monophasiques, puis les écoulements contenant une phase dispersée.

1.2.2 Caractérisation globale : perte de charge maximale

a) Perte de charge en écoulement monophasique

L'utilisation très répandue des débitmètres à orifice (une des méthodes les plus simples et les moins coûteuses pour mesurer le débit d'un fluide) a favorisé de nombreuses études sur le profil de perte de charge en aval d'une restriction de conduite (Spencer et Ramsay, 1975 ; Stolz, 1978 ; Swain et Epstein, 1989 ; Teyssandier et Husain, 1987). Pour un orifice mince (le rapport épaisseur sur diamètre de l'orifice doit être inférieur à 1/8), la perte de charge maximale en écoulement monophasique est donnée par l'expression :

$$\Delta P_{\max} = \frac{\rho U^2}{2} \left(\frac{1}{C_c \beta^2} - 1 \right)^2, \quad (1.27)$$

avec U la vitesse débitante dans la conduite, β le rapport entre le diamètre de l'orifice et le diamètre de la conduite, C_c le coefficient de contraction de l'orifice, défini comme le rapport entre le diamètre du jet à la « vena contracta » et le diamètre de l'orifice (dans la Figure 1.1, $C_c = D_k/D_o$). L'expression la plus fréquemment utilisée pour la perte de charge maximale induite par une restriction de conduite est la suivante :

$$\Delta P_{\max} = \frac{1}{C_{D_o}^2} \frac{\rho U^2}{2} \left(\frac{1}{\beta^4} - 1 \right) \quad (1.28)$$

avec C_{D_o} le coefficient de perte de charge de l'orifice.

Remarque : Le coefficient de contraction C_c est relié directement au coefficient de perte de charge C_{D_o} par l'expression :

$$C_c = \frac{1}{\beta^2 + \sqrt{1 - \beta^4} / C_{D_o}} \quad (1.29)$$

De nombreux travaux ont été consacrés à la détermination du coefficient de perte de charge. Il dépend, pour une géométrie d'orifice donnée, du rapport de restriction et du nombre de Reynolds dans l'orifice (voir par exemple les valeurs de C_{D_o} listées pour trois géométries courantes, dans « ASME Research Committee on Fluid Meters Report »). Pour Re_o supérieur à 30000, la valeur de C_{D_o} pour un orifice mince à bords carrés avoisine 0.62 (Tuve et Sprenkle, 1933) ; alors que pour un orifice à bord arrondi et plus épais (épaisseur/diamètre de l'orifice environ 0.5), elle vaut entre 0.77 et 0.9 selon la valeur de β (Ramamoorthy et Seetharamiah, 1966). Cet exemple montre l'influence de la géométrie de l'orifice (épaisseur, forme des bords) sur le coefficient de perte de charge et donc sur la valeur du maximum de perte de charge. La perte de charge globale à travers un orifice circulaire concentrique (mesurée entre un point en amont de l'orifice et un point en aval situé à une distance de l'orifice égale à 4 à 8 fois le diamètre de la conduite) est reliée à ΔP_{\max} en écoulement turbulent par la relation (ASME PTC) :

$$\Delta P_{glob} = (1 - \beta^2) \Delta P_{\max} , \quad (1.30)$$

b) Perte de charge en écoulement diphasique

Les pertes de charge en écoulement diphasique liquide-liquide sont évaluées en considérant le mélange comme une phase unique (fluide pseudo-homogène), dont les propriétés physico-chimiques sont évaluées à partir de la fraction volumique et des propriétés des deux fluides. Pour des gouttes de phase dispersée petites et bien distribuées, les pertes de charge peuvent être évaluées à partir de l'équation valable en monophasique (Pal, 1993 ; Hwang et Pal, 1998). Dans le cas d'émulsions stables, la relation reste vraie quelle que soit la concentration en phase dispersée et la valeur du nombre de Reynolds dans l'orifice. Dans le cas d'émulsions instables, Pal a établi que la valeur du coefficient de perte de charge C_{D_o} était proche de la valeur en écoulement monophasique lorsque le nombre de Reynolds de l'orifice est supérieur à 10^4 . Cependant à faible Re_o , la valeur du C_{D_o} (pour l'émulsion) devient inférieure à la valeur en monophasique : selon l'auteur, même si la cause de ce comportement n'est pas claire, elle doit être liée aux phénomènes de rupture et de coalescence des gouttes.

Les informations disponibles concernant les écoulements en écoulement à travers un orifice se résument principalement à une prédiction de la perte de charge provoquée par la restriction : les rares auteurs qui se sont intéressés à la rupture de gouttes à la traversée d'un

orifice ont naturellement cherché à relier le diamètre des gouttes formées en aval de la restriction à la perte de charge. Ces travaux sont récapitulés ci-après.

1.2.3 Principaux résultats sur la rupture générée par un orifice

Percy et Sleicher (1983) ont déterminé expérimentalement le diamètre maximum stable d_{max} d'un mélange huile/eau (très dilué) en écoulement à travers un orifice : le diamètre de goutte est corrélé à la perte de charge ΔP_{max} , en supposant que la déformation de la goutte est liée à l'accélération du fluide à l'entrée de l'orifice. Ils définissent alors la contrainte responsable de la déformation d'une goutte de diamètre d par :

$$\tau = \frac{\Delta P_{max} d}{D_o} . \quad (1.31)$$

Ces auteurs aboutissent ainsi à une expression de la forme (k est une constante) :

$$d_{max} = k \sqrt{\frac{D_o \sigma}{\Delta P_{max}}} \quad (1.32)$$

Percy et Sleicher n'ont testé que cinq conditions expérimentales différentes dans les domaines suivants : $0.75 < \beta < 0.92$, $1.25 \text{ m/s} < U < 1.80 \text{ m/s}$ et $5.10^4 < Re < 7.10^4$, l'écoulement est donc turbulent. Dans leur domaine de travail qui correspond à :

$$400 \mu\text{m} \leq \sqrt{\frac{D_o \sigma}{\Delta P_{max}}} \leq 1800 \mu\text{m} ,$$

la constante k vaut 3.1. Plus récemment, Van der Zande et Van den Broek (1998) ont testé la corrélation 1.32 dans une autre plage de conditions expérimentales ($0.22 < \beta < 0.67$, $0.5 \text{ m/s} < U < 2.0 \text{ m/s}$ et le nombre de Reynolds dans la conduite ($D=0.45 \text{ cm}$) est compris entre 2250 et 9000). Pour leur domaine de travail, correspondant à :

$$10 \mu\text{m} \leq \sqrt{\frac{D_o \sigma}{\Delta P_{max}}} \leq 80 \mu\text{m} ,$$

la valeur de k est supérieure, d'environ 5.4, et diminue quand $\sqrt{\frac{D_o \sigma}{\Delta P_{max}}}$ augmente.

On peut conclure, au vu de ces deux études, que cette corrélation ne décrit pas précisément la rupture à travers un orifice, dans la mesure où la constante k doit être ajustée en fonction des conditions opératoires. Une description plus détaillée de l'écoulement et du champ de pression dans un orifice est nécessaire pour espérer établir une expression plus appropriée de la contrainte responsable de la rupture.

Une étude expérimentale couplée à une analyse théorique de la rupture en milieu dilué en aval d'un orifice (Tjaberinga *et coll*, 1993) montre que le diamètre des gouttes en amont de l'orifice a peu d'influence sur la taille moyenne des gouttes produites au passage à travers la restriction : la prédiction numérique du diamètres des gouttes en aval de l'orifice est réalisée en couplant un modèle de rupture visqueuse (nombre capillaire critique) et un modèle de rupture inertielle (nombre de Weber critique en écoulement turbulent) associés à un code CFD (turbulence modélisée par un modèle standard $k-\epsilon$). Néanmoins, des constantes doivent être ajustées et les modèles proposés doivent être adaptés pour espérer un bon accord entre les simulations et les expériences : globalement la simulation surestime la rupture. Cette étude constitue cependant un premier essai prometteur de modélisation de l'effet d'une restriction de conduite sur une population diluée de gouttes en écoulement turbulent.

Récemment, une étude sur des émulsions pétrolières concentrées (eau/ pétrole brut) en écoulement dans une conduite comportant une restriction (Malot *et coll*, 2003) a mis en évidence deux comportements distincts de l'émulsion en fonction du « water-cut », la concentration en eau dans le brut. Les émulsions stables d'eau dispersée dans le brut (water-cut inférieur à 70%) sont formées de petites gouttes de taille comparable à l'échelle de Kolmogorov, mais au-delà d'une valeur seuil de la dissipation d'énergie au niveau de l'orifice, la taille des gouttes augmente, changement attribué par les auteurs à des effets visqueux devenant non négligeables par rapport à la turbulence. Cette transition n'est pas observée pour des valeurs supérieures du water-cut : les transformations physico-chimiques de l'émulsion (associées à l'inversion de phases) influencent le processus de rupture des gouttes. Ces expériences sont toutefois complexes à interpréter, car elles combinent plusieurs phénomènes difficiles à dissocier à forte concentration (rupture, inversion de phases, effet de tensio-actifs, rhéologie du pétrole brut). Cette étude met en évidence le besoin de données expérimentales sur des systèmes bien contrôlés, permettant d'identifier les paramètres pertinents qui vont jouer un rôle clé sur les mécanismes de rupture.

1.3 Ecoulements concentrés en phase dispersée

1.3.1 Hydrodynamique des dispersions liquide-liquide

La présence de phase dispersée induit des modifications significatives de l'hydrodynamique de la phase continue : cette influence dépend de plusieurs paramètres, dont la configuration de l'écoulement (tube horizontal, vertical ascendant, descendant ...), la taille des gouttes, la fraction volumique.

Modèles pseudo homogène

Les écoulements à phase dispersée ont souvent été étudiés à l'aide d'un modèle homogène, pour lequel la dispersion est supposée se comporter comme un fluide pseudo-homogène, caractérisé par des propriétés de mélange (masse volumique ρ_m et viscosité μ_m). La masse volumique de ce pseudo-fluide est une fonction linéaire de la fraction volumique :

$$\rho_m = \phi \rho_d + (1 - \phi) \rho_c \quad (1.33)$$

avec ϕ la fraction volumique de la phase dispersée et ρ_c et ρ_d les masses volumiques des phases continue et dispersée respectivement.

La viscosité du mélange varie fortement avec la concentration, l'écoulement et les propriétés de la phase dispersée : elle est généralement déterminée à partir d'études rhéologiques. Dans le cas d'émulsions très diluées, et en supposant les gouttes sphériques, la loi de Taylor (1932) permet de calculer la viscosité d'une émulsion en fonction du rapport des viscosités λ (μ_d/μ_c) et de la fraction volumique ϕ :

$$\mu_m = \mu_c \left(1 + \frac{5\lambda + 2}{2(\lambda + 1)} \phi \right) \quad (1.34)$$

La relation de Taylor néglige les interactions entre particules : elle est donc limitée au cas des émulsions diluées. Quand la concentration en phase dispersée augmente, des relations théoriques et expérimentales ont été proposées pour la viscosité de mélange pour différents types d'écoulement (gaz-liquide, gaz-solide, liquide-liquide) : leur point commun est de prédire une augmentation de la viscosité de mélange avec la fraction volumique en phase dispersée (Choi et Schowalter, 1975 ; Yaron et Gal-Or, 1972 ; Phan-Thien et Pham, 1997 ; Jansen *et coll*, 2000).

Cette modélisation des écoulements dispersés par le modèle homogène peut dans certains cas être convenable, notamment pour des émulsions stables naturellement ou stabilisées par des tensio-actifs (Pal, 1993b) : elle est néanmoins limitée aux cas où le glissement entre phases reste faible, par exemple quand les gouttes sont de petite taille, quand la différence de masse volumique est faible entre les deux liquides, ou bien quand la fraction volumique de goutte devient très importante. Dans ces cas, les effets liés à la traînée restent faibles (Baron *et coll*, 1953).

Modèles diphasiques

L'utilisation de modèles eulériens diphasiques (encore appelés modèles à deux fluides) permet de prendre en compte les transferts de quantité de mouvement entre les phases, résultant des effets des forces de flottabilité, de traînée, de masse ajoutée, de gradient de pression, et parfois de portance. Les modèles les plus récents proposent une description de la turbulence de la phase continue de type k, ε ou avec transport des contraintes de Reynolds, ainsi qu'une description de l'agitation de la phase dispersée par des modèles de couplage local

à la turbulence de la phase continue, ou par transport de l'énergie d'agitation de la phase dispersée et d'un terme de transfert entre phases. La modélisation suppose de prendre en compte l'interaction de la phase dispersée sur la turbulence de la phase continue (Violet et Simonin, 1994 ; Crowe, 2000 ; Chahed *et coll*, 2003). Expérimentalement, cette modulation de la turbulence a principalement été étudiée dans les écoulements gaz-solide (Tsuji *et coll*, 1984 ; Sato *et coll*, 1981) et gaz-liquide (Lance et Bataille, 1991). Elle intervient sous différentes formes : déformation des structures turbulentes (distorsion des lignes de courant), pseudo-turbulence générée dans le seuillage de l'inclusion, atténuation de la turbulence induite par la force de traînée. Il n'y a cependant pas de modèle général permettant de traduire l'ensemble de ces effets.

Écoulements liquide-liquide

Le cas des écoulements liquide-liquide en conduite verticale n'a fait l'objet que de très peu d'études. Farrar et Bruun (1996) ont mis en évidence expérimentalement l'influence de la fraction volumique d'une dispersion concentrée kérosène/eau sur la structure de l'écoulement dans une conduite verticale : une augmentation de la concentration se traduit par un pic de fraction volumique à proximité des parois et une diminution sensible des échelles caractéristiques de la turbulence (soit une relaminarisation progressive de l'écoulement). La modélisation du rôle de la traînée, qui contrebalance la flottabilité, s'est révélée fondamentale pour la prédiction des champs moyens et de la turbulence des écoulements dispersés liquide-liquide dilués (Barnea et Mezrahi, 1975 ; Kumar et Hartland, 1985) et concentrées (Augier *et coll*, 2003). Ces derniers, par une mesure locale de la vitesse de glissement entre les phases en écoulement homogène, ont caractérisé l'évolution de la force de traînée en fonction de la fraction volumique de la phase dispersée, dans une gamme allant de 0 à 40% (pour un système heptane dans un mélange eau-glycérol). Ils proposent une relation pour la vitesse de glissement entre phases :

$$\overline{U_r} = U_t \exp(-4.6\phi) \quad (1.35)$$

avec U_t la vitesse terminale d'ascension d'une goutte isolée, dont la valeur est bien estimée à partir de la relation de Shiller et Nauman (Clift *et coll*, 1978), donnant le coefficient de traînée d'une sphère solide isolée pour des nombres de Reynolds particuliers inférieur à 800 :

$$C_{D\infty} = \frac{24}{\text{Re}_p} (1 + 0.15 \text{Re}_p^{0.687}) \quad \text{avec} \quad \text{Re}_p = \frac{\rho_c U_t d}{\mu_c} \quad (1.36)$$

La validité de la corrélation de Shiller et Nauman a déjà été observée pour une large gamme de systèmes liquide-liquide (Bardin-Monnier, 1998 ; Klaseboer *et coll*, 2000), à cause de la contamination des interfaces qui bloque leur mobilité et stoppe ainsi le glissement de la

phase continue. L'influence de la fraction volumique sur la vitesse de glissement est similaire à celle observée en sédimentation solide-liquide, dans des gammes de Re_p bien plus faible.

Augier (2003) a également quantifié la turbulence induite par la phase dispersée, par l'analyse des fluctuations de vitesse par PIV. Une bonne concordance apparaît entre ces mesures et des estimations basées sur l'équilibre énergétique entre production de fluctuations de vitesse par la force de traînée et dissipation visqueuse dans l'écoulement. Enfin, l'étude de zones de mélange diphasiques a mis en évidence la très forte influence de la phase dispersée sur l'expansion de la zone de mélange (décroissance du gradient de vitesse beaucoup plus rapide qu'en écoulement monophasique), un résultat en accord avec les études antérieures menées en écoulement gaz-liquide très dilué (Roig, 1998), ainsi qu'une forte modification de la turbulence induite par le cisaillement.

Ces lois ont été implémentées, en tant que termes de modélisation locale de la traînée stationnaire, dans des codes de calcul CFD (Behzadi *et coll*, 2004) : néanmoins, la comparaison avec des résultats expérimentaux montre que des améliorations du modèle sont nécessaires, concernant la portance et la turbulence induite par les inclusions (bulles ou gouttes) à forte fraction volumique en phase dispersée (Garnier *et coll*, 2001 ; Augier, 2003b).

1.3.2 Rupture en milieu concentré

La rupture en milieu concentré est un phénomène peu abordé dans la littérature. Quelques études en écoulement laminaire (cisaillement simple notamment) ont apporté une meilleure compréhension du phénomène de rupture à forte fraction volumique dans ce cas (Wieringa *et coll*, 1996 ; Jansen *et coll*, 2001). L'étude de Jansen, réalisée dans une cellule Couette, montre que la rupture d'une goutte dans une émulsion concentrée peut être modélisée avec les mêmes lois que pour une goutte isolée, en prenant en compte les propriétés physico-chimiques de l'émulsion au lieu de celles de la phase continue. Les travaux concernant l'effet de la concentration en phase dispersée sur la rupture dans un écoulement turbulent se limitent au cas complexe de l'écoulement en cuve agitée : pour une puissance d'agitation donnée, une augmentation de la fraction volumique en phase dispersée ϕ entraîne la formation de plus grosses gouttes dans la cuve, et ce pour des systèmes à faible ou à forte coalescence (Brown et Pitt, 1970 ; Calderbank, 1958 ; Sprow, 1967). En fait, lorsque la concentration en phase dispersée ϕ augmente, deux types de phénomènes agissent sur la taille des gouttes à l'équilibre (Calabrese *et coll*, 1986b) : d'une part, les gouttes sont plus proches les unes par rapport aux autres, ce qui entraîne une modification de la structure à petite échelle de la phase continue et donc une diminution de l'énergie turbulente (Sprow, 1967) ; d'autre part, la probabilité de collision entre deux gouttes étant plus grande, la probabilité de coalescence entre deux gouttes augmente.

Des expressions dérivées de la théorie de Hinze Kolmogorov ont été établies afin de prendre en compte la dissipation visqueuse dans la phase dispersée (limitées aux cas dilués, jusqu'à quelques %) en faisant intervenir le nombre de viscosité (N_{vi}) (voir Calabrese *et coll*, 1986b). D'autres expressions ont été établies pour des concentrations inférieures à 40% et des systèmes à faible coalescence, en considérant d'un point de vue théorique la modulation de la turbulence par la phase dispersée (Lagisetty *et coll*, 1986 ; Kumar *et coll*, 1991 ; Chatzi et Kiparissides, 1995). Cette extrapolation de la théorie de Hinze Kolmogorov, valable en milieu dilué, aboutit à des expressions de la forme :

$$\frac{d_{\max}}{D_{turb}} = C_1 (1 + C_2 \phi)^n We^{-0.6} . \quad (1.37)$$

avec D_{turb} le diamètre de l'agitateur, C_1 une constante de l'ordre de 0.1 et C_2 compris entre 3 et 5. Selon les travaux expérimentaux considérés, $n=1$ pour des systèmes à faible coalescence (Doulah, 1975 ; Coulaloglou et Ravlarides, 1976 ; Brown et Pitt, 1970 ; Calderbank, 1958) ou $n=1.2$ pour des systèmes à coalescence un peu plus élevée (Lagisetty *et coll*, 1986).

Pour des concentrations supérieures à 50%, Kumar *et coll* (1991) constatent une diminution de la taille des gouttes dans la cuve agitée : ce phénomène est attribué à la prédominance dans ce régime de concentration d'un mécanisme de rupture visqueuse, induit par le cisaillement dans la couche limite à proximité des pales de l'agitateur. Néanmoins, la transition entre la rupture due à la turbulence et la rupture visqueuse sous cisaillement n'est pas claire, et les rôles combinés de la concentration en phase dispersée et la coalescence dans la cuve ne sont pas élucidés.

Plus récemment, une étude portant sur la détermination expérimentale de la distribution de tailles de gouttes en cuve agitée en milieux très concentrés (jusqu'à 60%) a montré que la relation valable en milieu dilué entre la taille des gouttes et le nombre de Weber à la puissance -0.6 , n'est plus vérifiée en milieu concentré : cet exposant devient une fonction décroissante de fraction volumique en phase dispersée (Desnoyer *et coll*, 2003). Pour les fortes valeurs de concentration, la taille des gouttes formées n'obéit plus à la théorie de Hinze, et des mécanismes de rupture plus complexes interviennent. Ces auteurs montrent que la compréhension de cette modification des mécanismes de rupture à forte concentration passe par une meilleure connaissance de l'effet de la phase dispersée sur les échelles turbulentes vues localement par la goutte, et d'autre part par l'identification des effets d'interaction entre les gouttes en milieu dense.

1.4 Conclusions

La littérature concernant la déformation et la rupture de gouttes est très vaste et très diversifiée : elle propose de nombreuses corrélations permettant d'évaluer la taille des gouttes dans une configuration donnée (cuve agitée, conduite) en fonction d'un taux de dissipation global. Cependant, elle manque de lois phénoménologiques cherchant à mettre en relation la dynamique d'un écoulement avec l'évolution de la taille de gouttes. Les mécanismes qui entrent en jeu sont complexes et même si l'approche « universelle » de Hinze offre dans des cas particuliers de bons résultats, ses limites sont évidentes dans les situations où la dynamique de l'inclusion déformée a un rôle à jouer, ou encore lorsque la fraction volumique en phase dispersée devient importante.

Concernant le phénomène de rupture en aval d'une restriction de conduite, l'état de l'art ne permet pas de comprendre précisément le comportement d'une population de gouttes de phase dispersée dans l'écoulement généré par un orifice (gradients de vitesses très intenses, couplés à de la turbulence générée en aval de l'orifice). Une étude globale basée sur l'observation expérimentale du comportement d'une goutte isolée injectée dans une phase continue traversant un orifice se révèle essentielle afin de mettre en évidence les mécanismes à l'origine de la déformation et de la rupture. Le rôle des paramètres physico-chimiques (tension interfaciale, viscosité) et hydrodynamiques (perte de charge, rapport de restriction) est à identifier.

Le problème de la réponse de la goutte à une sollicitation turbulente locale a souvent été négligé. Or, dans l'écoulement considéré, inhomogène et instationnaire, le temps de séjour de la goutte est limité. On peut alors penser que la dynamique propre de la goutte peut dans certaines conditions jouer un rôle et influencer la rupture. La configuration de l'écoulement est propice à cette analyse : l'oscillation et la déformation de la goutte se produit dans une zone contrôlée à la sortie de l'orifice, la déformation est quasiment nulle en amont. L'étude de deux systèmes de phase, ayant des rapports de viscosité différents (donc des temps caractéristiques différents), associée à la mesure de l'hydrodynamique locale en aval de la restriction, va permettre d'analyser la dynamique de la rupture.

L'effet de la concentration en phase dispersée est mal connu : les rares études menées en cuve agitée ont mis l'accent sur l'influence globale de la fraction volumique sur la taille des gouttes formées. La présence de gouttes modifie l'hydrodynamique locale de l'écoulement et les effets d'interaction entre gouttes deviennent non négligeables : ces deux constats jouent un rôle sur la rupture qu'il est nécessaire de clarifier pour donner des éléments de compréhension au problème de la rupture turbulente en milieu dense.

Chapitre 2 Dispositif expérimental et techniques de mesure

2.1	DISPOSITIF EXPERIMENTAL	37
2.1.1	<i>Systèmes de phases</i>	37
2.1.2	<i>L'installation expérimentale</i>	39
2.2	METROLOGIE	45
2.2.1	<i>Trajectographie rapide</i>	45
2.2.2	<i>PIV rapide</i>	55
2.3	QUALIFICATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL	66
2.3.1	<i>Injection de la phase dispersée dans la conduite</i>	66
2.3.2	<i>Fraction volumique moyenne dans la conduite</i>	73
2.3.3	<i>Mesures des pertes de charge dans la conduite</i>	75

L'objectif de ce travail est d'observer expérimentalement la rupture de gouttes au franchissement d'une restriction de conduite et de caractériser le phénomène. L'installation expérimentale mis en place pour cette étude (Figure 2.1) consiste en une conduite verticale munie d'un orifice mince circulaire, comportant à sa base un dispositif de production de la dispersion et en sortie un décanteur pour la séparation continue des phases.



Figure 2.1: Dispositif expérimental

Cette installation transparente permet le suivi d'une phase dispersée depuis son injection dans la conduite, son passage à travers la restriction jusqu'à sa sortie en tête de colonne et donc d'observer les modalités de la rupture. Ce suivi est réalisé grâce une méthode de trajectographie par vidéo rapide associée à une analyse par ombroscopie des gouttes en écoulement. Il s'agit concrètement d'enregistrer le long de la trajectoire de gouttes lâchées dans l'écoulement leur forme, leur taille, de noter leur rupture éventuelle et de caractériser alors les gouttes filles (nombre, distribution des tailles). Estimer ensuite le rôle des conditions d'écoulement dans la conduite sur le phénomène de rupture des gouttes passe par l'évaluation à l'échelle locale de la distribution des vitesses en aval de la restriction, effectuée dans ce travail par Vélocimétrie par Images de Particules (PIV). Il apparaît comme fondamental que

les mesures présentent à la fois une finesse spatiale et temporelle, fournissant un maximum d'informations sur la dynamique des phénomènes mis en jeu. Le choix des techniques de mesure s'est porté vers des méthodes optiques non intrusives, pour ne pas perturber l'écoulement par la présence de sondes.

Rappelons que cette étude met en jeu l'écoulement d'une dispersion liquide-liquide. Un point-clé est d'évaluer l'effet de la concentration en phase dispersée sur la rupture des gouttes. Cependant, la présence d'interfaces visibles n'est pas appropriée à l'utilisation de la PIV qui nécessite une bonne transparence du fluide traversé par la nappe laser. La présence d'interfaces (gaz/liquide, liquide/liquide ou solide/liquide) est susceptible de réfléchir la lumière et de dévier la nappe laser. Les réflexions provoquées par des bulles en écoulement gaz/liquide sont particulièrement nocives pour les capteurs CCD ou CMOS des caméras. L'utilisation de particules d'ensemencement fluorescentes et d'un filtre approprié sur la caméra est une alternative souvent utilisée pour éviter ces problèmes. Plus généralement, les inclusions coupées par la nappe peuvent créer des zones d'ombre dans l'écoulement, empêchant toute corrélation ; même chose concernant les inclusions se trouvant entre la nappe et la caméra qui vont masquer une partie de la zone illuminée, et donc gêner la mesure (ce problème est particulièrement aigu en écoulement à bulles). En conséquence, les mesures appliquées aux écoulements gaz/liquide se sont limitées à des taux de vide très faibles (citons par exemple les travaux de Chen et Fan, 1992 ; Linken *et coll*, 1991 ou plus récemment Delnoij *et coll*, 2000).

Une solution intéressante pour effectuer des mesures PIV dans un écoulement diphasique est d'ajuster les indices optiques des deux phases. Des systèmes solide/liquide ont ainsi été ajustés pour donner des milieux transparents, adaptés à la mesure PIV usuelle (Adrian, 1991). De même, Augier (2001) a développé et validé des mesures PIV sur des dispersions de gouttes d'heptane dans une phase continue aqueuse (eau+glycérol) : la méthode de traitement des deux phases s'appuie d'une part sur l'ajustement optique des deux phases puis sur leur différenciation, grâce à la présence d'un traceur fluorescent (rhodamine 6G) dilué dans la phase porteuse, créant une différence de niveau de gris entre les deux phases lors de la prise d'images. Cette technique particulièrement efficace lui a permis d'accéder simultanément aux champs de vitesse instantanée des deux phases, à la fraction volumique et à la taille des gouttes, pour des concentrations en phase dispersée allant jusqu'à 40%. C'est sur la base de ce travail très riche, réalisé au laboratoire, que le choix des phases de la présente étude s'est orienté là encore vers le système heptane/eau-glycérol. Notons qu'ici c'est le champ de vitesse dans la phase porteuse qui est particulièrement intéressant dans l'étude de la rupture, afin de connaître localement le forçage s'appliquant sur les gouttes, que l'on soit dans la situation d'une goutte isolée ou d'un écoulement diphasique dense.

Ce chapitre est consacré, dans une première partie, à la description précise du dispositif expérimental et du système de phases mis en jeu. Les aspects modulaires de

l'installation (colonne dédiée à la mesure des pertes de charge, injection de gouttes colorées) sont détaillés. Dans un second temps, le principe et les éléments relatifs à la mise en œuvre des techniques de mesure (trajectographie par vidéo rapide, Vélocimétrie par Images de Particules) sont présentés.

2.1 Dispositif expérimental

2.1.1 Systèmes de phases

Quatre systèmes liquide-liquide ont été successivement considérés. Le choix des phases est directement lié à la nécessité d'ajuster les indices optiques des fluides en présence, paramètres essentiels pour les expériences menées en milieu dense. La phase dispersée est une phase organique, du n-heptane, et la phase continue est une phase aqueuse. Les premières expériences (relatives par exemple à la qualification du dispositif expérimental) ont été réalisées avec de l'eau seule comme phase continue ; un mélange eau-glycérol a ensuite été utilisé comme phase porteuse. L'indice optique de l'eau ($n_d = 1.33$) est relativement éloigné de celui d'une phase organique ($n_d = 1.40$ pour l'heptane à 20°C) : le rôle du glycérol, mélangé à l'eau, est de relever l'indice optique de la phase aqueuse. L'ajustement des indices optiques dépend alors de deux paramètres : la composition en glycérol de la phase continue, et la température du système. Une infinité de couples (T , composition de la phase aqueuse) permet l'ajustement. On choisit de travailler à une température de 29°C : les indices optiques des deux phases sont alors ajustés pour une composition massique du mélange de 43% en glycérol ($n_d=1.386$).

Les études réalisées sur des gouttes isolées injectées dans la colonne nous ont permis de tester deux autres systèmes ayant des tensions interfaciales différentes : des gouttes d'heptane coloré dispersées dans de l'eau, puis dans le mélange eau-glycérol. Un colorant rouge (Rouge Soudan IV), non soluble dans la phase aqueuse, a été ajouté au n-heptane. Ces quatre systèmes sont nommés par la suite :

- Système A, pour les gouttes d'heptane dispersées dans l'eau ;
- Système B, pour les gouttes d'heptane coloré dispersées dans l'eau ;
- Système C, pour les gouttes d'heptane coloré dispersées dans le mélange eau/glycérol ;
- Système D, pour les gouttes d'heptane dispersées dans le mélange eau-glycérol.

Les propriétés de ces systèmes de phases (à $T=29^\circ\text{C}$) sont regroupées dans le tableau suivant (Tableau 2.1).

Phase		densité ρ (kg/m ³)	viscosité μ (Pa.s)	tension interfaciale σ (N/m) :	
dispersée	heptane	683.7	$4.5 \cdot 10^{-4}$	Système A	$47 \cdot 10^{-3}$
	heptane coloré			Système B	$23.6 \cdot 10^{-3}$
continue	eau	996	$8.2 \cdot 10^{-4}$	Système C	$24.4 \cdot 10^{-3}$
	eau-glycérol	1100	$4.7 \cdot 10^{-3}$	Système D	$31 \cdot 10^{-3}$

Tableau 2.1: Propriétés physico-chimiques des systèmes étudiés ($T=29^{\circ}\text{C}$)

L'évolution de la tension interfaciale du système B en fonction de la concentration en colorant est représentée dans la Figure 2.2 : l'ajout de colorant a pour effet une diminution significative de la tension interfaciale, par rapport au système A.

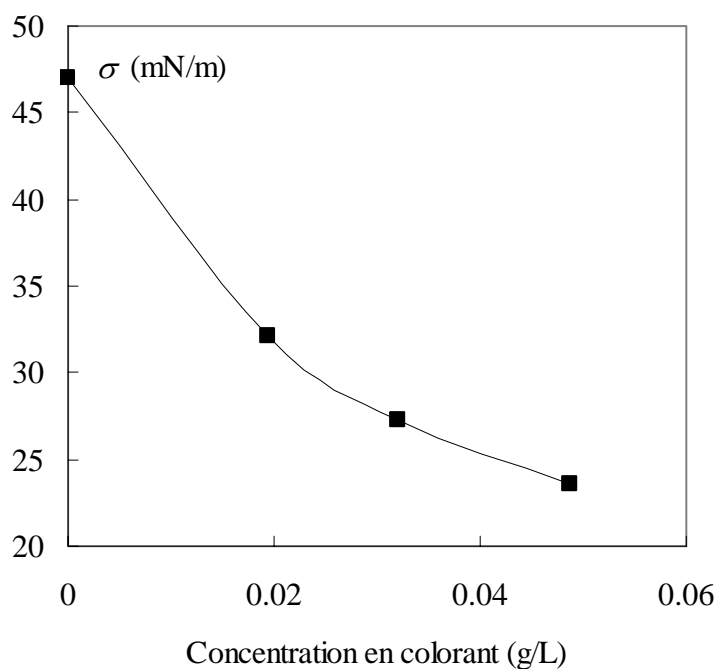


Figure 2.2 : Tension interfaciale des systèmes liquide-liquide (heptane coloré/eau) en fonction de la concentration en colorant.

La limite de solubilité de ce colorant dans l'heptane est de 0.075g/L. La caractérisation de la tension interfaciale a été réalisée grâce à la méthode de l'étrier. Par ailleurs, la

concentration en colorant n'affecte ni la viscosité ni la masse volumique de la phase dispersée, comme observé précédemment par Maté (1998).

D'autre part, afin de minimiser des effets éventuels de gradient de concentration en colorant (pouvant jouer un rôle sur les mécanismes de déformation et de rupture des gouttes), la concentration en colorant utilisée dans cette étude, 0.05g/L, a été choisie proche de la limite de solubilité (0.075g/L). Notons enfin qu'il est particulièrement intéressant d'ajouter du colorant à la phase dispersée pour augmenter le contraste et la qualité des images.

2.1.2 L'installation expérimentale

Circuit principal

Il s'agit d'un dispositif basé sur la circulation en boucle d'un écoulement diphasique co-courant ascendant dans une conduite cylindrique verticale de diamètre interne 3 cm et de 1m de haut comportant, à une hauteur d'environ 40 cm, un orifice concentrique. La conduite a été réalisée en polymère transparent (Altuglas), adaptée ainsi à l'utilisation des métrologies optiques. L'observation de l'écoulement est réalisée à travers les parois en verre d'une boîte rectangulaire de 30cm de haut, positionnée sur le tube afin de réduire les déformations optiques liées à sa courbure. La boîte peut être déplacée le long de la conduite afin de permettre la visualisation des phénomènes en différentes zones en amont et en aval de la restriction. Cette boîte est remplie de la phase fluide porteuse, limitant ainsi les sauts d'indice optique. La dispersion formée à la base de la section de conduite s'écoule dans une déverse en tête de colonne puis se dirige dans un décanteur où les phases sont séparées avant d'être réinjectées (Figure 2.3).

Le paragraphe suivant décrit les éléments principaux de l'installation, en commençant par la sortie de chaque phase du décanteur.

Depuis le décanteur, la phase dispersée (n-heptane) et la phase continue (eau ou eau-glycérol) sont mises en circulation grâce à deux pompes : une pompe centrifuge électromagnétique (Iwaki Magnet Pump) pour la phase continue et une pompe centrifuge classique (Little Giant Pump CO) pour la phase dispersée. Les deux phases sont ainsi dirigées vers leur système d'injection respectif. Les caractéristiques techniques des deux pompes sont détaillées dans le Tableau 2.2.

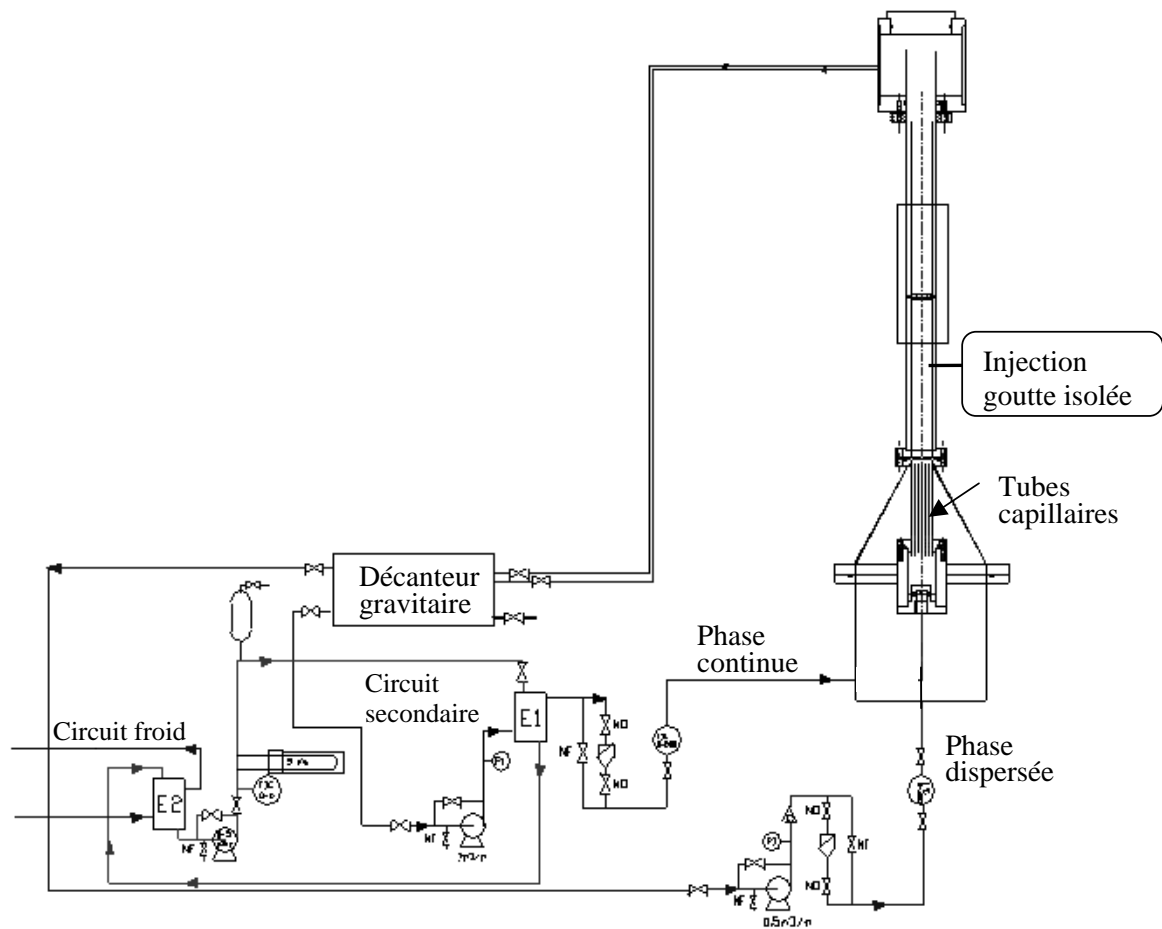


Figure 2.3: Schéma complet du dispositif expérimental.

Des débitmètres permettent de contrôler précisément les alimentations des deux phases : un débitmètre électromagnétique (Rosemount, modèle 8732C) pour la phase continue, dont la précision est de 0.5 % du débit, et un débitmètre à flotteurs (Brooks SN V 83840) pour la phase dispersée, dont la précision est de l'ordre de 1 % du débit.

POMPE	Iwaki Magnet MD-100R-M (phase continue)	Little Giant Pump CO (phase dispersée)
Puissance (W)	365	170
Vitesse de rotation (Tr/min)	2620-2670	2700-3200
Débit MAX (L/min)	135	-
Hauteur de charge (m)	11.7	-

Tableau 2.2 : Caractéristiques des pompes centrifuges.

La plage de variation de débit est comprise entre 0 et 1000L/h pour la phase continue, et entre 0 et 400L/h pour la phase dispersée. La phase continue est dirigée vers la cuve de tranquillisation, puis entre dans la conduite en passant par une section convergente conique, afin d'obtenir un profil de vitesse relativement plat en entrée de la conduite. La phase dispersée est dirigée vers une boîte de distribution de tubes capillaires, de diamètre externe 68 mm et de hauteur 94 mm, située à l'intérieur de la cuve de tranquillisation de la phase continue. Les 73 tubes capillaires en acier inoxydable, collés sur la boîte de distribution, servent à alimenter la conduite en phase dispersée : on choisit des tubes de 1 mm de diamètre interne et 1.5 mm de diamètre externe (entraxe de 2.82 mm, identique dans les deux directions), de façon à produire des gouttes de 2 à 3 mm de diamètre (selon le régime d'injection dans lequel on se trouve). Une grille placée à la sortie de la section convergente permet de maintenir les tubes immobiles. L'alimentation en phase dispersée se fait au sommet de la section convergente (Figure 2.4).



Figure 2.4 : Détail du dispositif d'injection de la phase dispersée dans la conduite.

La restriction, un orifice circulaire concentrique de 5 mm d'épaisseur, est positionnée à une hauteur de 41 cm par rapport à la base de la conduite. Le temps de relaxation des gouttes de phase dispersée injectées dans la conduite est compris entre 20 et 30ms, la vitesse relative à l'infini est de l'ordre de 0.1m/s (vitesse terminale d'ascension d'une goutte isolée) et la vitesse de la phase continue dans la conduite n'excède pas 0.4m/s : l'écoulement diphasique est bien établi et homogène au-delà d'une quinzaine de cm au-dessus du point d'injection, donc bien avant la passage dans l'orifice. Le diaphragme est un élément facilement démontable dans la conduite : il s'emboîte via un système de fixation à l'intérieur de la conduite (Figure 2.5).



Figure 2.5 : Détail d'un des diaphragmes (diamètre 1cm) placé dans la conduite.

L'orifice est inséré et retiré de la colonne (par le haut du tube) à l'aide d'une canne appropriée. Ce dispositif permet de faire varier le rapport des diamètres β (D_o/D) : trois diaphragmes ont été testés, dont les caractéristiques sont notées dans le Tableau 2.3.

Diamètre de l'orifice D_o (cm)	2	1.5	1
Rapport des diamètres $\beta = D_o/D$	0.66	0.5	0.33
Rapport des sections ($1/\beta^2$)	2.25	4	9

Tableau 2.3 : Caractéristiques des diaphragmes

L'écoulement en haut du tube déborde dans une déverse en Altuglas reliée un tube en PVC au décanteur gravitaire (25 cm de large \times 70 cm de long \times 20 cm de haut, soit un volume total de 35 L) où les deux phases sont séparées.

Circuit secondaire : contrôle de la température

Afin de réaliser un ajustement correct des indices optiques des deux phases en présence, il est indispensable de contrôler précisément la température des fluides (précision

requis 0.1°C). Le contrôle est effectué à l'aide d'un circuit d'eau indépendant via un échangeur de chaleur avec la phase continue (E1 dans la Figure 2.3), situé en sortie de la pompe de la phase aqueuse. La régulation de la température est assurée par un régulateur de type "P.I.D." (Proportionnel Intégrateur Dérivateur). La température du circuit secondaire est contrôlée par les effets combinés d'une résistance électrique et d'un échangeur avec le circuit d'eau froide du laboratoire. Une pompe de faible puissance assure la circulation dans le circuit secondaire. La consigne de température à atteindre (fixée par l'utilisateur) est comparée à la mesure de la température de la phase continue en sortie d'échangeur.

Injection des gouttes isolées

A vingt centimètres au dessous de l'orifice se trouve le système d'injection de gouttes isolées. Un tube capillaire, percé d'un trou de 0.6mm de diamètre, est introduit dans la conduite perpendiculairement à la paroi (grâce à un piquage adapté dans la paroi de la colonne). Celui-ci est alimenté, via un tube en PTFE, par une seringue de 2mL contrôlée par un pousse-seringue automatique (Harvard Apparatus type 44) fonctionnant avec un microprocesseur qui commande un moteur pas à pas de faible incrément, relié à un système d'écrou solidaire du poussoir de seringue. Ce système permet d'injecter des volumes de gouttes de taille contrôlée, dans une gamme de 1.5 à 3mm de diamètre environ.

Dispositif de mesure des pertes de charge

Le dispositif expérimental permet de mesurer des pertes de charge grâce à un capteur de pression différentielle. Le tube et sa double enveloppe (adaptés à la visualisation de l'écoulement) sont alors remplacés par un tube identique, comportant des piquages au niveau des points de mesure de la pression (Figure 2.6). Le positionnement de ces points de mesure a été choisi sur la base d'une recherche bibliographique sur le calcul des pertes de charge pour des écoulements monophasiques dans un tube comportant une restriction (Erdal et Andersson, 1997 ; Teyssandier et Husain, 1987). La différence de pression est mesurée entre deux points de part et d'autre de l'orifice, reliés chacun au capteur. La mesure de la différence de pression entre les divers points de piquage de la colonne est possible grâce à un jeu de vannes permettant le raccord des points de mesure désirés au capteur de pression différentielle.

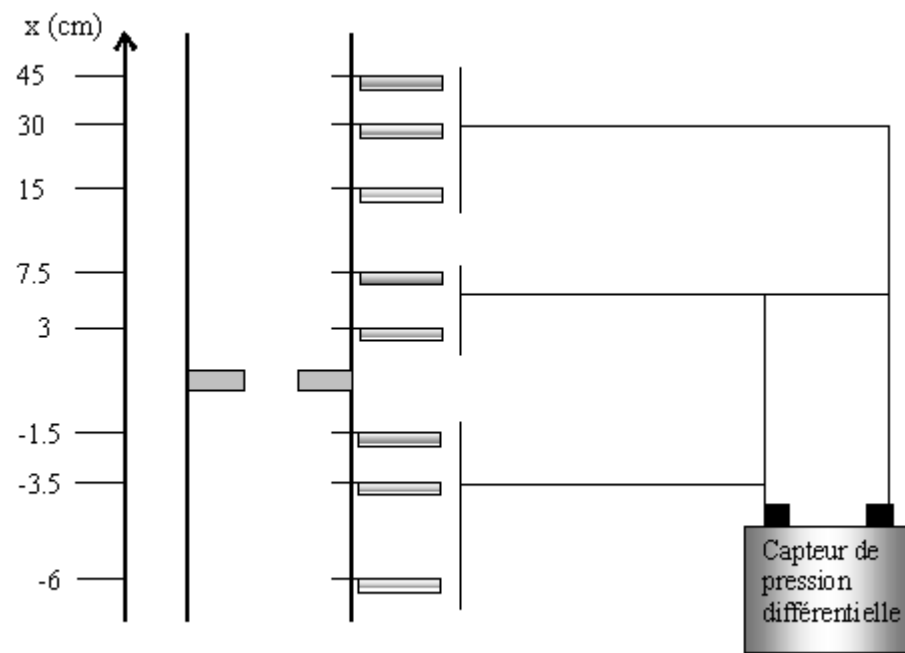


Figure 2.6 : Schéma représentant les points de prise de pression différentielle sur la conduite.
 La position des points de mesure x est donnée en terme de distance à l'orifice (en cm).

2.2 Métrologie

Ce paragraphe est dédié à la description des deux principales méthodes de mesure utilisées dans cette étude : la trajectographie rapide (par ombroscopie) et la PIV (Vélocimétrie par Images de Particules) rapide. Pour chacune de ces méthodes successivement, le principe de la mesure, les choix techniques, comme le système de prise d'image (caméra rapide) et l'éclairage, et enfin le traitement des données sont détaillés.

2.2.1 Trajectographie rapide

Principe de la mesure

Il s'agit de réaliser des séquences vidéo permettant le suivi des gouttes injectées dans la conduite dans une zone de dimension donnée comprenant l'orifice. L'observation des phénomènes vécus par la goutte à la traversée de la restriction de conduite, en particulier sa déformation et sa rupture éventuelle, requiert l'utilisation d'une caméra vidéo rapide. En effet c'est seulement grâce à une fréquence d'acquisition d'images suffisamment élevée qu'il est possible de capter des événements rapides comme la rupture de gouttes en écoulement turbulent. Notons que la mesure effectuée est en deux dimensions, intégrant les phénomènes se produisant dans le volume de la conduite et les projetant sur un plan unique. Des paramètres géométriques sont ensuite extraits par traitement d'images (aire projetée des gouttes, position du centre de gravité par exemple), permettant de déterminer la taille de la goutte, sa trajectoire et éventuellement sa déformation au sein de l'écoulement.

Système d'acquisition

Le système d'acquisition 2D est présenté sur la Figure 2.7. Il comprend deux éléments principaux : une caméra numérique rapide permettant à la fois une bonne précision spatiale (taille de l'image en nombre de pixels) et temporelle (fréquence d'acquisition et durée de la séquence) placée à environ 1m du centre du tube, et un dispositif d'éclairage en lumière blanche suffisamment puissant pour s'adapter aux contraintes imposées par les paramètres d'acquisition d'images.

a) Caméra rapide

Deux caméras numériques rapides, de technologie CMOS, aux performances sensiblement différentes ont été utilisées lors de cette étude.

La première est une caméra de type HCC1000, équipée d'un capteur CMOS permettant une résolution maximale de 1024×1024 pixels, et d'un objectif de 60mm/2.8 Micro Nikkor Nikon. La fréquence d'acquisition maximale est 1824.8 images/s pour une résolution de 1024×256 pixels, et un temps d'exposition de 0.55ms minimum (à savoir l'inverse de la fréquence d'acquisition). Ce temps peut être diminué jusqu'à une valeur minimale de 0.13ms en jouant sur la fonction shutter de la caméra, mais en contrepartie la fréquence maximale d'acquisition est divisée par 2, soit 912.4 images/s pour cette résolution d'images. Pour des raisons de limitations technologiques du capteur et des capacités de stockage de l'information dans la mémoire tampon de la caméra, les trois paramètres fondamentaux que sont la fréquence d'acquisition, le temps d'exposition et la résolution de l'image sont dépendants les uns des autres.

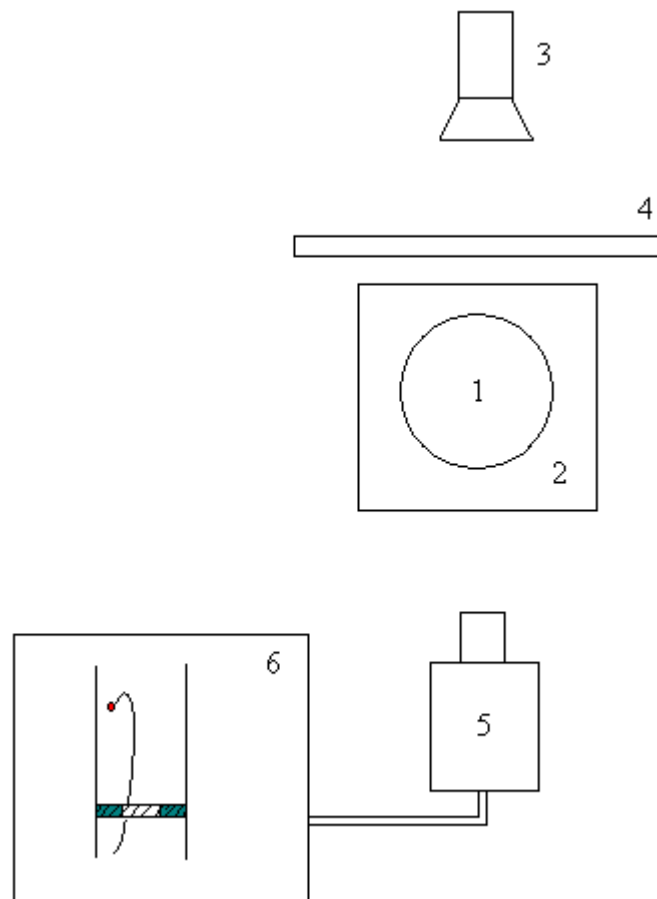


Figure 2.7 : Système de trajectographie rapide en vue de dessus (1 : colonne, 2 : boîte de visualisation, 3 : source de lumière halogène, 4 : plaque d'altuglas diffusant, 5 : caméra rapide, 6 : station d'acquisition et de traitement d'images)

Dans tous les cas, la durée de l'acquisition est limitée à une séquence de 512 images qui peuvent être stockées dans la mémoire tampon de la caméra. Les images sont ensuite transférées sur le disque dur d'un PC, en vue d'un traitement différé. Les caractéristiques géométriques de l'écoulement dans cette étude nous ont fait opter dans la plupart des cas pour une image de format 1024×256 pixels, la taille du champ correspondant est une zone rectangulaire d'environ $30 \times 120 \text{ mm}^2$. Pour tous les cas testés, cette longueur de conduite en aval de l'orifice s'est vérifiée suffisante pour capturer tous les événements rupture. Un exemple de prise de vue est représenté sur la Figure 2.8. Certaines expériences nécessitant une meilleure résolution sur la largeur de la conduite ont été filmées avec un format d'images de 1024×512 pixels. La fréquence d'acquisition la plus adaptée pour le suivi des gouttes avec ce dispositif est de 456.2 images/s. Cette fréquence offre un bon compromis entre stockage de l'information (durée de la séquence enregistrable) et précision dans la trajectoire et la déformation de la goutte. En effet, une contrainte fondamentale à respecter est de capter durant la séquence la traversée intégrale de la zone rectangulaire présentée dans la Figure 2.8, afin de réaliser une analyse statistique de la rupture dans ce compartiment du tube. Avec ces paramètres d'acquisition, une durée d'enregistrement de quasiment 1s peut être réalisée, une durée bien supérieure au temps de séjour des gouttes dans la zone de mesure (0.2s en moyenne).

Le temps d'exposition a été choisi le plus court possible en fonction des capacités technologiques du capteur, soit 0.13ms, de façon à limiter les problèmes de « flou de bouger » dus au déplacement de la goutte.



Figure 2.8 : Image de l'écoulement obtenue par la caméra HCC1000 (1024×256 pixels) illuminée par la source halogène.

La deuxième caméra rapide qui a été mise ultérieurement à notre disposition pour cette étude, est de type Photron APX, équipée d'un capteur CMOS permettant une résolution maximale de 1024×1024 pixels, pour laquelle la fréquence d'acquisition maximale est 2000 images/s, et un temps d'exposition pouvant descendre jusqu'à une valeur de $1/32000$ s (soit environ 31 μ s). Les séquences vidéo ont été réalisées en munissant la caméra d'un objectif 100mm/2.8 Micro Nikkor Nikon. Les hautes performances de cette caméra en terme de fréquence d'acquisition et de sensibilité ont permis une plus grande souplesse de réalisation

des séquences en ombroscopie et en PIV. Pour les expériences menées en ombroscopie, une fréquence d'acquisition de 500 images/s a été utilisée pour une taille d'image de 512×1024 pixels, et le temps d'exposition choisi est de $1/10000$ s. Les problèmes de « flou de bouger » sont pratiquement résolus dans ces conditions, même pour les plus fortes vitesses testées (au maximum 1.3m/s dans le jet, soit un déplacement de 0.13mm pendant le temps d'exposition de la caméra, qui correspond à moins d'un pixel en moyenne pour les expériences considérées). Après chaque réglage optique de la caméra, une soustraction d'image de fond (« image » vue par le capteur lorsque la caméra a son cache) est nécessaire avant de réaliser une acquisition, afin d'éviter tout bruit résiduel sur l'image finale, lié à la technologie du capteur. L'acquisition de 12288 images en continu est possible pour ces conditions d'utilisation, correspondant à environ 12s d'enregistrement de passage de gouttes dans la zone d'intérêt (représentée dans la Figure 2.9). Les 12288 images sont transmises en temps réel de la caméra vers la mémoire RAM qu'elles saturent (6.5Go) : il est alors possible de les visualiser et éventuellement de les transférer (partiellement ou en intégralité selon les cas) sur le disque dur du PC.

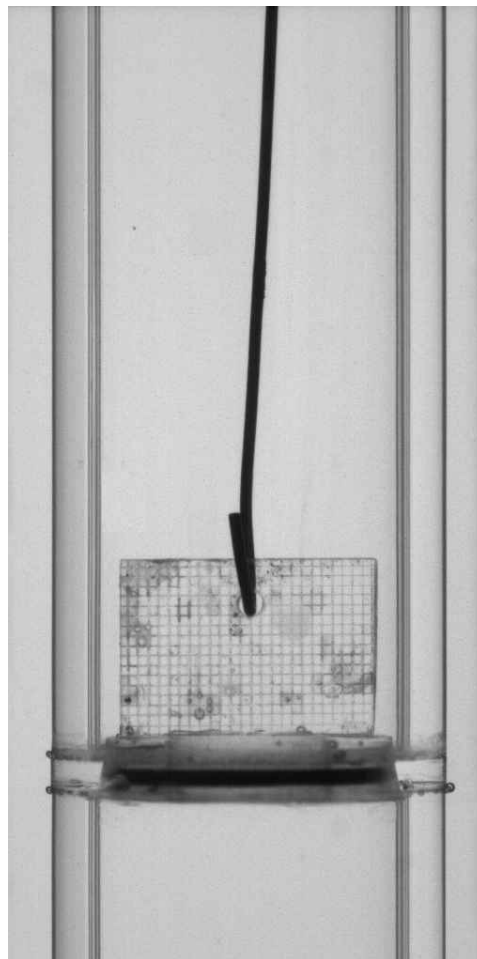


Figure 2.9 : Image de l'écoulement obtenue par la caméra Photron APX (512×1024 pixels) illuminée par la source halogène – Détail de la mire permettant le calibrage des images.

b) Eclairage

Optimiser les conditions d'éclairage est essentiel dans toute étude de trajectographie rapide, afin d'obtenir des pics de niveaux de gris suffisamment contrastés lors du traitement d'images. L'enregistrement d'une séquence vidéo à haute fréquence d'acquisition, a fortiori avec un temps d'exposition très court, nécessite un éclairage très puissant. Un projecteur halogène (1000 watts) a été utilisé pour l'ensemble des expériences menées en ombroscopie. L'éclairage se fait sur la face opposée de la caméra, afin d'obtenir les images les plus contrastées possible. Une plaque d'altuglas diffusant a été placée entre le projecteur et la conduite, limitant les gradients de profil d'éclairement dans la zone de mesure considérée. Cette source de lumière impose une durée d'utilisation assez courte suivie d'une période de refroidissement, mais cette contrainte n'est pas vraiment gênante dans le cadre d'enregistrement vidéo à haute fréquence.

Néanmoins, le principal inconvénient de cet éclairage est d'être soumis à la fréquence du courant alternatif : la source halogène « scintille » à une fréquence de 100Hz, aisément perceptible par vidéo rapide. Ce problème s'est révélé particulièrement gênant concernant les séquences réalisées avec la caméra HCC1000 : pour les conditions d'acquisition décrites précédemment, l'éclairage devait être placée très proche de la plaque d'Altuglas, altérant la diffusion de la lumière. Il en résulte un halo lumineux scintillant sur les images, rendant difficile le traitement automatisé des images. La meilleure sensibilité de la caméra Photron APX a permis des meilleures conditions de fonctionnement (éloignement de l'éclairage, ouverture de l'objectif), propices à une meilleure qualité d'images.

c) Calibrage des images

Les distances mesurées sur les images, qu'il s'agisse de taille de goutte en ombroscopie ou de déplacements en PIV (paragraphe suivant), sont réalisées en pixels : pour exploiter ensuite ces résultats dans le traitement d'images, il est nécessaire de connaître le facteur de grossissement correspondant aux réglages optiques. Nous avons eu recours à une mire de référence pour étalonner le dispositif de prise de vues (Figure 2.9). Cette mire est une plaque rectangulaire en Altuglas dont les gravures sont espacées de 1mm dans les deux directions. L'image de la mire placée à l'intérieur de la conduite au dessus de l'orifice est enregistrée après chaque réglage de la caméra : le facteur de grossissement varie entre 8 à 11 pixels/mm selon les réglages optiques.

Des image de la mire prises sur quasiment toute la largeur de la conduite nous ont permis de contrôler que les déformations optiques éventuelles (liées à la différence d'indice optique des différents milieux et à la courbure des surfaces traversées) étaient négligeables. La boîte de visualisation positionnée autour de la colonne, dont le rôle est de limiter les distorsions optiques, est efficace.

Traitement des données

a) Principe

Le traitement d'images a pour objet de déterminer les caractéristiques principales des gouttes durant leur séjour dans la zone d'étude en aval de la restriction. Il permet d'avoir accès à la position instantanée 2D (x, y) et à la taille de la goutte injectée dans la colonne, puis aux paramètres géométriques caractérisant sa déformation au sein de l'écoulement (détaillés dans le paragraphe suivant), et enfin à sa rupture éventuelle (position ou lieu de rupture) conduisant à l'apparition de nouvelles gouttes («gouttes-filles»), elles-mêmes traitées de la même façon. L'analyse d'une image en niveaux de gris, liés à la valeur locale de l'intensité lumineuse passe par la suppression du fond et du bruit dans l'image afin de détecter les contours des zones d'intérêt. Ces objets identifiés sont ensuite isolés et analysés individuellement. Les techniques d'analyse d'images sont nombreuses (Coster & Chermant, 1990) : nous ne présenterons ici que brièvement la technique de traitement utilisée dans ce travail, combinant soustraction d'une image de fond en l'absence de la goutte, binarisation, labellisation et analyse des gouttes détectées. Le traitement d'image a été réalisé à partir d'un logiciel proposant en bibliothèque les opérations usuelles pour extraire les informations dans une image (Visilog 5.1). Une description détaillée du traitement d'image réalisé avec ce logiciel a été réalisée par Maté (1998).

b) Détection des gouttes et mesures

La problématique principale du traitement d'image est la détection de la forme projetée, et plus précisément la détection de son contour qui va être directement liée à la qualité du contraste dans l'image entre la goutte et le fond.

Il découle naturellement que la précision de la mesure de la forme projetée dépend de façon très sensible du choix des pixels appartenant à l'image de la goutte et de ceux correspondant à l'image de fond. Deux types de phase dispersée ont été étudiés, des gouttes d'heptane et d'heptane coloré (Figure 2.10). Pour chaque système, le profil de niveau de gris à la traversée de la goutte est représenté : la présence de l'interface est marquée dans les deux cas par une diminution nette du niveau de gris de l'image. Mais, dans le cas des gouttes d'heptane, le niveau de gris au sein de la goutte varie localement, alors qu'il est uniforme pour les gouttes d'heptane coloré. Notons aussi une moindre qualité de l'image de fond dans l'image (a), due à l'utilisation d'un simple papier diffusant pour diffuser la lumière halogène, moins efficace que la plaque d'Altuglas diffusant utilisée dans le cas (b).

Les gradients de niveaux de gris au sein des gouttes d'heptane, associés au mauvais contraste entre le contour de la goutte et le niveau de gris de l'image de fond ont rendu impossible l'automatisation du traitement d'images. Le traitement individuel des gouttes a

donc été réalisé manuellement : l'analyse d'image se restreint à la détermination des événements rupture (occurrence et lieu) et de la taille des gouttes injectées, et du produit éventuel de la rupture.

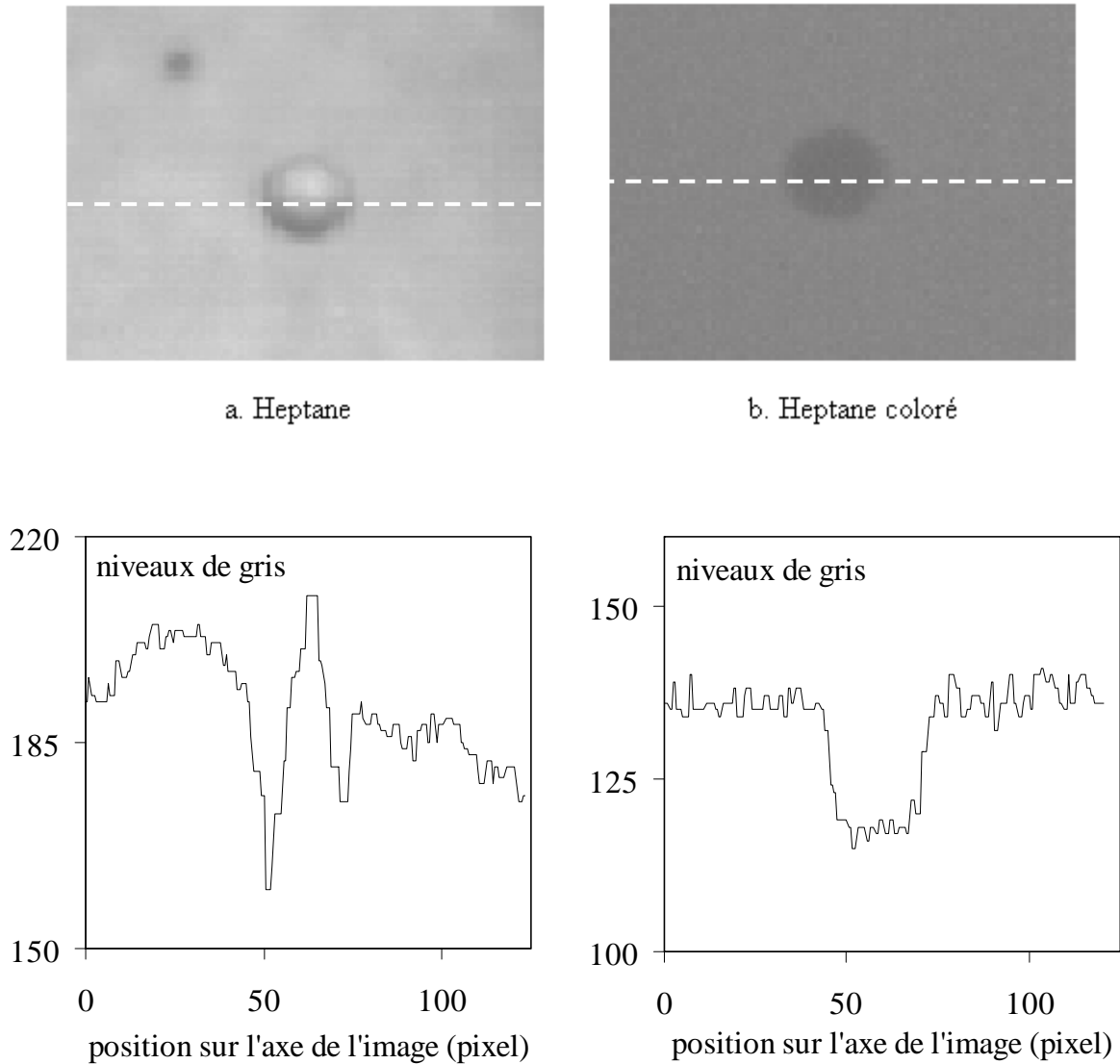


Figure 2.10 : Images d'une goutte d'heptane (a) et d'heptane coloré (b) injectée dans la colonne et profils respectifs de niveaux de gris sur l'axe pointillé traversant la goutte.

Dans le cas des gouttes d'heptane coloré, même si le contraste reste assez passable (seulement une vingtaine de niveaux de gris entre le fond et la goutte), l'homogénéité des niveaux de gris représentant la surface projetée de la goutte a permis la mise en place d'un algorithme de traitement d'image dont les principales étapes sont décrites dans la figure ci-dessous (Figure 2.11).

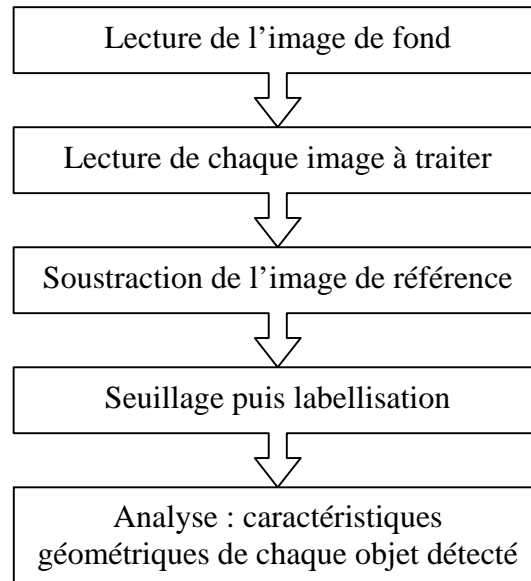


Figure 2.11 : Organigramme de l'algorithme de détection et d'analyse des gouttes injectées dans la conduite.

La détection de la goutte est réalisée en deux temps : la soustraction d'une image de référence puis un seuillage global de l'image. Une image de fond (en l'absence de la goutte) est soustraite de l'image à traiter : tous les objets fixes dans l'image (parois de la colonne, orifice) sont éliminés de l'image, et le résultat de la soustraction est une image noire où les objets à détecter apparaissent comme des tâches claires. Un seuillage global est ensuite appliqué pour identifier la goutte : cela consiste à binariser l'image en définissant une valeur seuil de niveau de gris, séparant ceux appartenant à l'objet à détecter et ceux appartenant au fond. Le choix de cette valeur seuil est déterminant car il conditionne la qualité globale du traitement. Pour une série de séquences correspondant à des conditions opératoires données, cette valeur est déterminée par tâtonnement et correspond à un compromis entre une bonne détection du contour de la goutte et la limitation du bruit résiduel dans l'image traitée (Figure 2.12).

Cette opération n'est performante que si les variations temporelles de l'éclairage sont faibles. Or, des problèmes de scintillement d'un halo lumineux ont été évoqués précédemment, concernant les images obtenues avec la caméra rapide HCC1000 : il en résulte que ces images sont particulièrement difficiles à traiter automatiquement. La détermination des surfaces projetées des gouttes sur ces images a donc été le plus souvent réalisée par détection manuelle.

L'opération de seuillage est suivie d'une labellisation de l'image : chaque objet détecté dans l'image est par cette étape affecté d'une étiquette et donc identifiable individuellement.

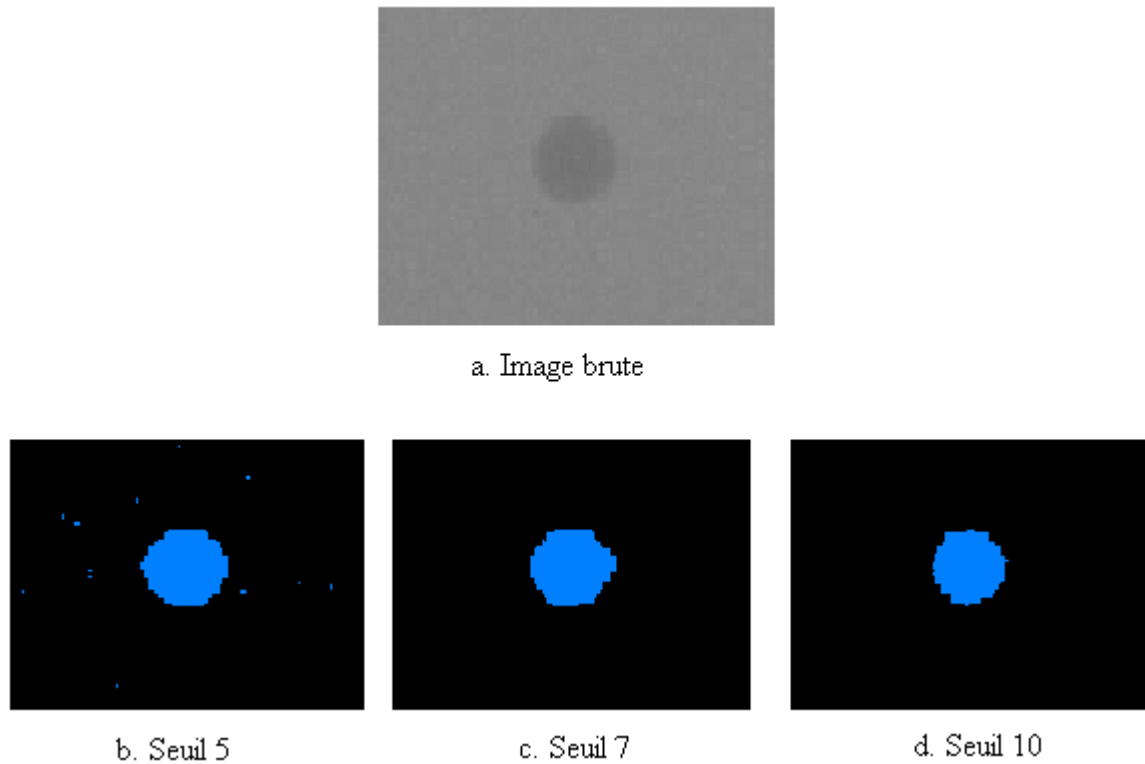


Figure 2.12 : Images binarisées pour différentes valeurs seuils.

Une analyse de chacun de ces objets est enfin réalisée en terme de paramètres géométriques. Les paramètres caractérisant chaque goutte détectée sont :

- la surface projetée (nombre de pixels composant l'objet),
- le périmètre (somme du nombre de pixels sur le contour de l'objet),
- les principaux moments d'inertie (les moments centrés d'ordre 1 correspondent à la position du centre de gravité de l'objet projeté ; les moments centrés d'ordre 2 caractérisent la déformation de l'objet).

Notons que ces différents paramètres sont mesurés en pixels, et sont convertis en unité métrique grâce au calibrage des images présenté précédemment.

c) Evaluation de l'incertitude sur la mesure

Pour évaluer cette incertitude de mesure, l'enregistrement vidéo d'une petite bille de plastique calibrée (diamètre 4,7mm) placée à l'intérieur de la conduite a été réalisé et la surface projetée de cet objet a été mesurée manuellement et automatiquement. L'objet est opaque donc il y a un bon contraste dans l'image entre la bille et le fond. L'écart constaté sur la surface projetée de la bille est d'environ 4%, quel que soit le type de mesure. La comparaison du profil de niveau de gris entre l'image de fond et la bille (Figure 2.13) avec

ceux correspondant aux gouttes (Figure 2.10) montre clairement que le contraste dans l'image (différence des niveaux de gris entre le fond et l'objet) est nettement supérieur dans le cas de la bille. Néanmoins l'allure de ce profil est similaire à celui obtenu avec une goutte colorée, et notamment les bruits présents dans l'image de fond et dans l'image de la bille (entre 2 et 5 niveaux de gris) sont identiques à ceux observés dans le cas (b) de la Figure 2.10 : on peut donc penser que pour un seuillage correct de l'image soustraite, l'incertitude de mesure de la surface projetée est comparable dans ces deux situations. Concernant les mesures réalisées sur les gouttes d'heptane, la non-uniformité du niveau de gris de l'image de fond et surtout de la goutte augmente l'incertitude de la mesure.

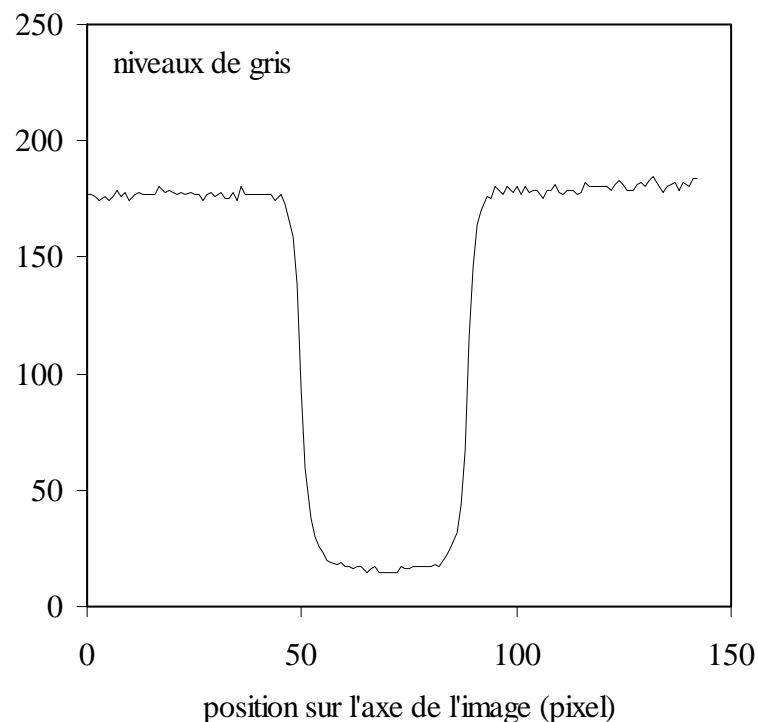


Figure 2.13 : Profils des niveaux de gris sur entre l'image de fond et la bille plastique.

D'autre part, il est reconnu que la précision de la mesure de la taille d'un objet devient mauvaise lorsque celui-ci est défini par moins de 10 pixels (Coster et Chermant, 1990) : la mesure des gouttes filles satellites (très petite taille) est donc entachée d'une erreur importante. On peut enfin remarquer que l'influence du seuillage est primordiale sur la précision des paramètres géométriques de l'objet mesuré, excepté pour la mesure des coordonnées du centre de gravité (Maté, 1998).

L'incertitude de la mesure de la taille des gouttes liée au bougé cinétique est minimisée en travaillant avec un temps d'exposition de la caméra très court (environ 0.1ms pour nos expériences). Elle est toujours inférieure à 5%, même pour la plus forte valeur de la vitesse dans l'orifice.

2.2.2 PIV rapide

La connaissance du champ de vitesses instantanées en aval de la restriction de conduite est une information capitale pour évaluer le forçage instantané s'appliquant sur les gouttes traversant cette zone pour des conditions opératoires fixées. Une bonne précision à la fois spatiale (plus fine que la taille moyenne des gouttes injectées) et temporelle (échelle de temps de la déformation) est nécessaire pour mettre en relation la rupture observée par ombroscopie et l'hydrodynamique locale en aval de l'orifice. Ces considérations nous ont conduits à opter pour une technique de PIV rapide.

Description de la technique

La Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) est une méthode de mesure de champs de vitesses instantanées dans un plan de coupe de l'écoulement. Le principe de base de la PIV est d'assimiler les vitesses locales d'un écoulement aux déplacements de particules placées dans cet écoulement. Cette technique consiste à enregistrer à deux instants rapprochés les images du champ de particules d'ensemencement, illuminées dans un plan de l'écoulement par un éclairage laser. Les images des particules réfléchissant la lumière sont traitées pour évaluer le déplacement le plus probable entre deux images successives : ainsi, connaissant l'intervalle de temps entre les images et le grandissement du système d'imagerie, on en déduit la mesure locale des vitesses de l'écoulement. La méthode de calcul du déplacement des particules est basée sur une analyse statistique des images de particules (Adrian et Yao, 1984 ; Lourenco, 1984) : ces traitements sont effectués en appliquant localement sur les images des opérateurs de corrélations 2D. Cette approche nécessite un taux d'ensemencement supérieur à 10^9 particules/m³, et se distingue des techniques de suivi de particules individuelles comme la PTV (Particle Tracking Velocimetry) (Keane *et coll*, 1995) qui utilisent des concentrations de l'ordre de 10^5 particules/m³.

Suivant le type de laser et de caméra utilisés, le temps d'exposition, le temps entre deux expositions et le temps entre deux couples d'images sont contrôlés par le laser ou par la caméra. Le caractère « rapide » de la technique PIV choisie pour cette étude intervient dans le fait que le temps entre deux couples d'images est considérablement réduit par rapport aux dispositifs PIV traditionnels. Le système d'acquisition d'images met en jeu :

- Une source lumineuse apte à générer des plans de lumière les plus homogènes et les plus fins possibles, suffisamment intense pour détecter les réflexions lumineuses des particules : il s'agit ici d'une nappe laser continue.

- Une caméra numérique pouvant enregistrer des expositions photos très rapprochées dans le temps : la caméra rapide Photron APX (présentée précédemment) a été utilisée.

Ce système de prise de vues ne nécessite pas de dispositif de synchronisation entre l'éclairage et la caméra, car il s'agit d'une nappe continue.

a) Le laser

Deux types de laser sont généralement utilisés en PIV : pulsé ou continu. Les lasers pulsés ont été très largement utilisés car ils produisent des flashes très courts et très puissants : ils sont particulièrement adaptés aux écoulements rapides ou nécessitant une exposition lumineuse intense. Les lasers pulsés les plus courants sont de type rubis ou Nd :Yag. Mais le principal inconvénient de ces lasers est que le temps de relaxation après chaque impulsion est important (ce qui oblige à les utiliser par deux pour réaliser des couples d'images rapprochées dans le temps) et en conséquence le temps entre deux couples d'images est limité (supérieur à 50 ms). Une troisième génération de laser pulsé (lasers à vapeur de cuivre) permet des fréquences d'acquisition beaucoup plus élevées, mais le coût très élevé de ce matériel fait qu'il est encore peu utilisé. L'utilisation d'un laser continu résout ces problèmes de limitation de fréquence d'acquisition, en produisant un faisceau de puissance constante dans le temps. Néanmoins les lasers continus sont généralement de faible puissance et nécessitent des temps de pose importants : leur utilisation a donc souvent été limitée à des écoulements assez lents ($< 1\text{m/s}$). Dans notre étude les vitesses maximales expérimentées dans le jet sont de cet ordre de grandeur. D'autre part, les problèmes de puissance lumineuse sont en partie compensés par la bonne sensibilité de la caméra rapide.

Le faisceau laser est produit par un laser Argon (Spectra Physics Stabilite 2017), d'une puissance maximale de 7W. L'émission est produite à des longueurs d'ondes multiples : la gamme de longueur d'onde utilisée ici est comprise entre 458 et 514nm, correspondant à une couleur bleu-vert. On peut aussi choisir de travailler à une longueur d'onde unique au moyen d'un prisme spécifique dans le résonateur du laser. Un système optique compact, constitué d'une lentille cylindrique et de deux lentilles sphériques, permet de transformer le faisceau cylindrique en une nappe divergente dont la largeur (variant peu sur la largeur de la colonne) avoisine 70mm, et d'épaisseur environ 0.3mm (évaluée via l'impression de la nappe laser sur papier photosensible). La nappe laser franchit perpendiculairement la paroi en verre de la boîte de visualisation et traverse le centre du tube. Des réflexions laser apparaissent à la traversée de la boîte : des protections noires absorbantes sont placées sur les parties de la boîte (côté dirigé vers la caméra) entourant la zone d'intérêt illuminée pour limiter ces réflexions nuisibles au capteur de la caméra et à la qualité des images.

b) La caméra

Les caractéristiques de la caméra rapide Photron APX ont déjà été présentées dans le paragraphe concernant la trajectographie rapide. Pour les expériences de PIV rapide, Une fréquence d'acquisition de 2000 images/s a été utilisée, avec un temps d'exposition court (1/6000s). Une acquisition d'un peu plus de 6s est réalisée en continu, la résolution des images étant de 512×1024 pixels. Un exemple de prise de vue est représenté ci-dessous (Figure 2.14) : l'image est codée sur 10 bits (1000 niveaux de gris, dont environ 750 sont effectifs). L'éclairage laser vient de la gauche : la limite inférieure de la zone éclairée de l'image correspond à la restriction.

La proximité entre la nappe laser et l'orifice renforce les problèmes de réflexions lumineuses (particulièrement dangereuses pour les utilisateurs et destructrices pour le capteur CMOS de la caméra) : une protection noire est placée sur la face avant de la boîte de visualisation au niveau de l'orifice. La caméra est protégée par l'utilisation d'un filtre passe-haut, permettant le passage des longueurs d'ondes supérieures à 550nm : ainsi les réflexions parasites des longueurs d'ondes émises par le laser ($458\text{nm} < \lambda < 514\text{nm}$) sont filtrées. Seules les particules d'ensemencement (billes de rhodamine encapsulées de PMMA, décrites dans le paragraphe suivant) émettant à une longueur d'onde autour de 580nm sont visibles sur l'image.

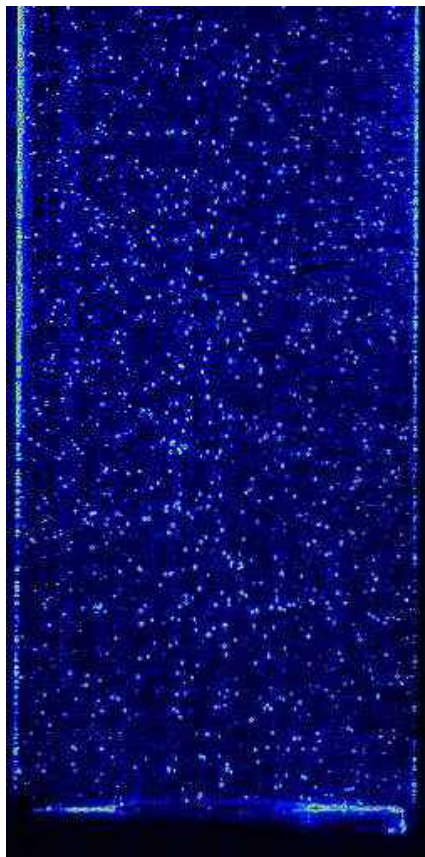


Figure 2.14 : Image brute de l'écoulement illuminé par la nappe laser en aval de l'orifice

c) L'ensemencement

Les particules doivent réfléchir et diffuser suffisamment la lumière à 90° de façon à être détectées par le capteur CMOS. De plus elles doivent suivre le plus fidèlement possible les instationnarités de l'écoulement, donc avoir une faible inertie et ne pas générer elles-mêmes de perturbations de l'hydrodynamique locale. Il s'agit de particules de très petite taille et de masse volumique proche de celle du fluide porteur. L'aptitude de ces particules à suivre l'écoulement peut être quantifiée par un temps de relaxation τ_p , caractérisant le temps nécessaires à ces particules soumises à la traînée de Stokes ($C_D=24/Re$) pour atteindre leur vitesse terminale de chute (Raffel *et col*, 1998) :

$$\tau_p = \frac{\rho_p d^2}{18\rho_f \nu}, \quad (2.1)$$

avec ρ_p la densité des particules (de diamètre d) et ρ_f celle du fluide porteur (996 et 1100 kg/m³ respectivement pour l'eau et l'eau-glycérol), ν sa viscosité cinématique. Dans notre étude, des billes de rhodamine encapsulées ($\rho_p=1188\text{kg/m}^3$), de diamètre compris entre 20 et 40 μm ont été utilisées : la valeur de τ_p est de l'ordre de 10^{-5}s . Cette valeur est très inférieure au temps caractéristique des plus grosses structures de l'écoulement en aval de l'orifice, de l'ordre de $D/U_{o,\max} \approx 3 \cdot 10^{-2}\text{s}$: les particules s'adaptent instantanément aux variations de vitesses du fluide de grande échelle. L'échelle de temps des structures les plus rapides peut être estimée à partir du terme de dissipation en aval de la restriction (ε) : ce temps est de l'ordre de $(\nu/\varepsilon)^{1/2}$, avec ν la viscosité cinématique du fluide porteur (Tennekes et Lumley, 1976). En estimant la valeur de la dissipation d'énergie à partir de la perte de charge à travers l'orifice, cette échelle de temps est de l'ordre de $7 \cdot 10^{-4}\text{s}$ pour la phase porteuse eau-glycérol et $3 \cdot 10^{-4}\text{s}$ pour la phase porteuse eau, soit 30 à 70 fois le temps de relaxation des particules d'ensemencement : les particules s'adaptent donc aussi aux structures les plus rapides de l'écoulement, sans effet de filtrage temporel.

Calcul des vitesses instantanées

L'objectif de cette partie est de rappeler brièvement le principe de base du calcul du champ de vitesse instantanée par PIV. Nous renvoyons aux travaux de Lecordier (1997) et de Raffel *et col* (1998) pour une description détaillée des méthodes de traitement PIV. Le logiciel utilisé ici est *Da Vis PIV software* (version 6.2) développé par la société *LaVision*.

Le principe de base du calcul PIV est basé sur la discrétisation des images en fenêtre d'interrogation : un vecteur vitesse est évalué dans chacune de ces mailles via un calcul statistique. Il s'agit d'évaluer le déplacement le plus probable des particules dans la fenêtre

d'interrogation entre deux images à deux instants successifs, par calcul des niveaux d'intercorrélation des niveaux de gris, pour des déplacements dans l'espace 2D. Le maillage de la zone illuminée en aval de la restriction est représenté dans la Figure 2.15. La résolution spatiale du calcul PIV correspond à des mailles carrées de 16 pixels de côté (soit $\Delta x_{maille}=0.55\text{mm}$). Le calcul est initialement réalisé sur des mailles plus grandes (64 pixels de côté), permettant d'estimer un premier vecteur vitesse, puis une méthode de translation de fenêtre couplée à une diminution de la taille de celles-ci (32×32 pixels et finalement 16×16 pixels) conduit à la résolution du champ décrit dans la Figure 2.15.

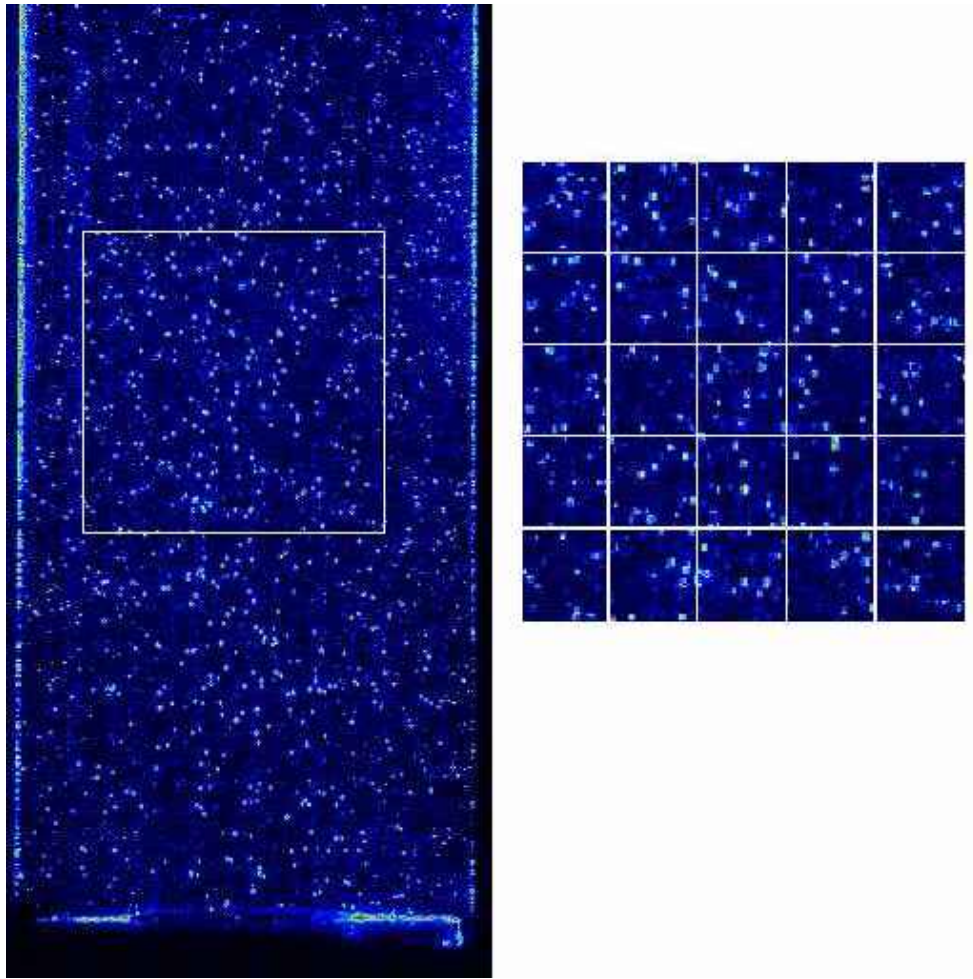


Figure 2.15 : Division de l'image brute de l'écoulement en fenêtres 32×32.

Le choix de l'intervalle de temps δt entre deux prises de vue (et donc la fréquence d'acquisition de la caméra) est un point très important : ce choix va dépendre de la vitesse de l'écoulement considéré et de la taille des mailles avec lesquelles on compte travailler. Notons qu'il est préférable de limiter le déplacement des particules à l'intérieur de la maille (la valeur optimale étant un déplacement d'1/4 de maille) afin de pouvoir corrélérer le déplacement des particules dans une fenêtre donnée d'une image à l'autre (Raffel *et col*, 1998). D'autre part, il

faut éviter que les particules traversent la nappe entre les deux images (perte d'information), ce qui tend à choisir un intervalle de temps le plus court possible. Enfin, il est souvent préférable que les plus petits déplacements correspondent à environ un pixel entre les deux images, afin d'avoir une précision suffisante dans les zones de faible vitesse. On peut conclure qu'il est particulièrement difficile de concilier toutes ces contraintes dans l'écoulement étudié ici, qui comporte de très forts gradients de vitesse. Le choix d'une fréquence d'acquisition de 2000Hz fixe l'intervalle de temps entre deux images successives à 500μs, soit un déplacement d'environ 6 à 8 pixels dans la zone de jet pour une vitesse dans la conduite de 0.24m/s, avec la résolution d'image décrite ci-dessus (grossissement d'environ 0.06mm/pixel). L'utilisation de mailles de calcul glissantes et de tailles variables (cf paragraphe c)) permet un traitement dont la précision est correcte dans toutes les zones de l'écoulement en aval de l'orifice, y compris celles dont les vitesses sont très faibles (derrière l'obstacle).

a) Analyse numérique des images par corrélation croisée

Sur chaque fenêtre appartenant à deux images successives (de même dimension $m \times n$ pixels), on peut définir la corrélation croisée des deux fonctions réelles f et g , codant respectivement le niveau de gris de chacun des pixels de la fenêtre pour la première et la seconde image, comme :

$$\langle f \times g \rangle(u, v) = \frac{1}{m \times n} \sum_{k=0}^{m-1} \sum_{l=0}^{n-1} f(k, l) g(k - u, l - v), \quad (2.2)$$

avec u et v les coordonnées du vecteur déplacement (en pixels).

Le calcul de la corrélation croisée consiste à corréler les niveaux de gris de la première image et ceux de la seconde image, déplacés de $(-u, -v)$. Ce calcul est effectué pour l'ensemble des déplacements (u, v) , et il s'agit alors de rechercher le déplacement qui conduit à maximiser $\langle f \times g \rangle(u, v)$. Une analyse de Fourier fournit un moyen économique et pratique d'obtenir les fonctions de corrélation croisée : celle-ci est obtenue en évaluant la transformée de Fourier du produit de la transformée de la première image multipliée par le complexe conjugué de la transformée de la seconde image.

Le maximum de la fonction de corrélation correspond au déplacement le plus probable des particules de la fenêtre considérée pendant l'intervalle de temps séparant les deux images (Figure 2.16).

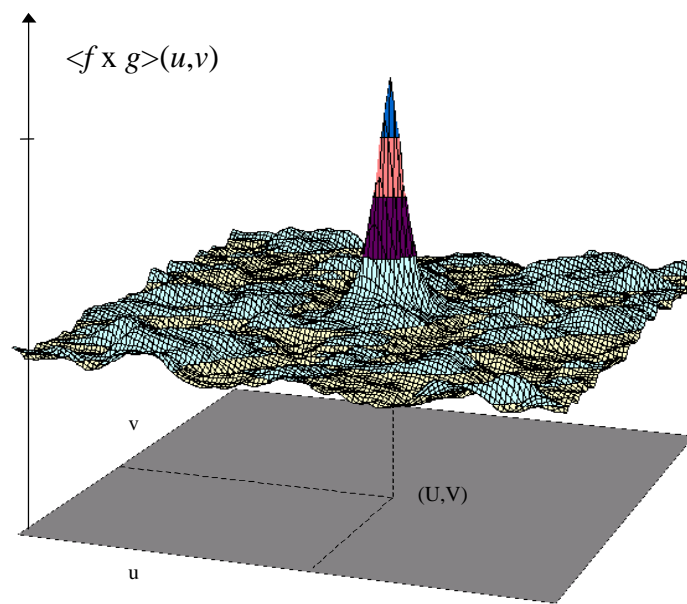


Figure 2.16 : Pic de corrélation d'une fenêtre 32×32 pixels.

b) Interpolation sub-pixels

Le déplacement le plus probable des particules dans une fenêtre d'interrogation est obtenu au départ comme un nombre entier de pixels : la précision sur la valeur du déplacement est ainsi très limitée. Il est en fait possible de déterminer la position du maximum de corrélation avec une résolution inférieure au pixel, grâce à une interpolation entre les différentes valeurs entières de la fonction de corrélation croisée. On commence par déterminer la position du maximum. On enregistre également les valeurs avoisinantes et à partir de ces informations, on détermine le maximum de la fonction de corrélation par interpolation. La méthode utilisée est basée sur l'hypothèse que le pic correspondant au maximum de corrélation peut être décrit par une fonction de Gauss (Rouland, 1994). Ce procédé est schématisé en Figure 2.17 sous forme d'une interpolation suivant un axe : l'interpolation est réalisée en réalité suivant deux directions par le logiciel *Da Vis*. La position du maximum est finalement réalisée avec une résolution d'une fraction de pixel, de l'ordre de 0.1 pixel (précision liée à la qualité de l'image), et jusqu'à 0.05 pixel pour des techniques de traitement élaborées, mettant en jeu des translations de fenêtres (décrites dans le paragraphe suivant).

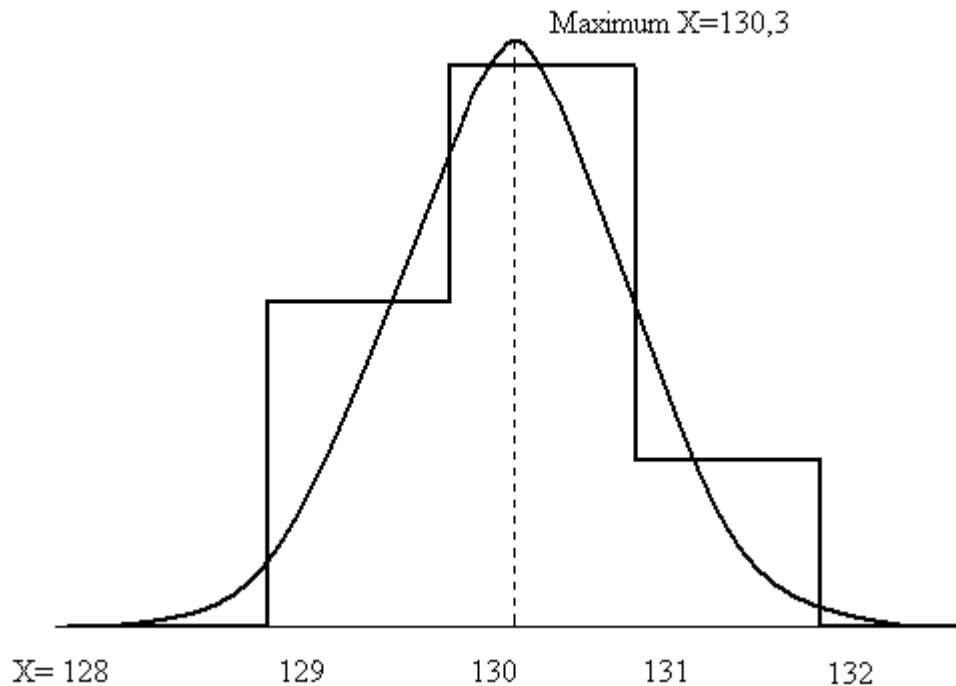


Figure 2.17 : Interpolation sub-pixels par une fonction de Gauss.

c) Méthodes de décalage de fenêtres de taille variable

Cet outil de traitement permet de s'affranchir du couplage entre résolution spatiale et précision de la mesure. Le principe de cette technique de décalage des fenêtres consiste à déplacer la deuxième fenêtre de corrélation de telle sorte à lui faire suivre approximativement le déplacement des particules. Cette fenêtre translatée contient donc essentiellement des particules qui étaient dans la première fenêtre. La corrélation, calculée sur un plus grand nombre de particules, est alors plus efficace. La valeur du décalage à appliquer est évaluée par un premier calcul effectué sur une grande fenêtre (typiquement 64×64 pixels). On applique alors un décalage et on diminue la taille des fenêtres (taille de la fenêtre divisée par deux dans le logiciel utilisé ici). Ces déplacements de fenêtres sont optimisés par itérations successives : cette étape assure que les particules sont bien corrélées entre-elles, même si l'on utilise des mailles de petite taille (moins de particules rentrent ou sortent de la maille), et donc un calcul des vecteurs plus précis et plus sûr. Notons que les fenêtres d'interrogations sont initialement choisies avec une superposition de mailles de 50%, le maillage des vecteurs calculés est ainsi affiné, sans diminuer la taille de la maille. Enfin, une opération consistant à déformer la maille de calcul est aussi réalisée : les fenêtres d'interrogation sont déformées en fonction du gradient de vitesse des particules à l'intérieur de la maille. Cette étape permet d'améliorer significativement le Rapport Signal sur Bruit (RSB) de la fonction de corrélation. Pour de plus amples informations sur le principe de la déformation des fenêtres le lecteur pourra se reporter aux travaux de Fincham et Delerce (2000) et de Scarano et Riethmuller (2000) : ces

auteurs ont montré que cette technique augmente la précision de la mesure des vitesses et supprime les problèmes de « peak locking » (liés à un diamètre trop faible de la particule d'ensemencement dans l'image ($< 2\text{pixels}$) qui induit des biais de calcul et notamment l'inefficacité de l'interpolation sub-pixels).

On obtient finalement un champ de vitesse brut comme représenté dans la Figure 2.18.

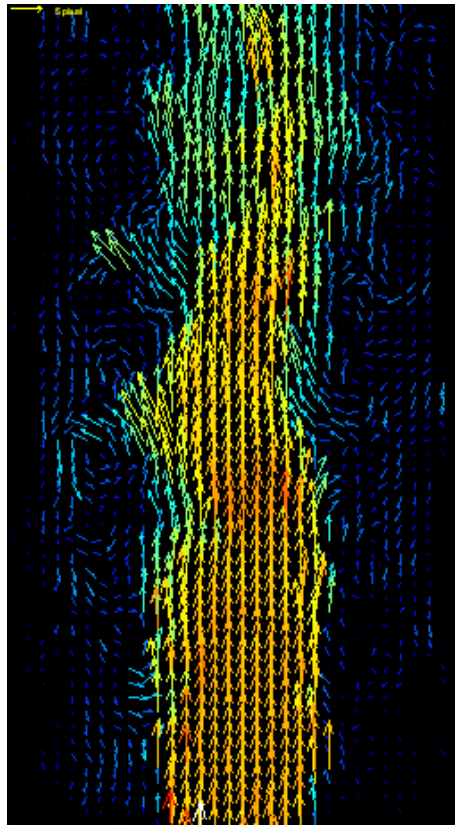


Figure 2.18 : Champ de vitesse brut en aval de la restriction de conduite ($U=0.24\text{m/s}$)

Il est courant que des vecteurs erronés apparaissent. Ils peuvent être dû à une mauvaise qualité d'image (mauvaise mise au point, mauvais éclairage, ensemencement insuffisant ou trop abondant), ou à un mauvais choix de l'intervalle de temps entre les deux images : s'il est trop grand, le calcul nécessite des grandes fenêtres d'interrogation (un bon calcul suppose que le déplacement moyen des particules vaut $\frac{1}{4}$ de la taille de la maille).

Une incertitude dans le calcul est aussi liée à l'effet de la composante de vitesse perpendiculaire à la nappe lumineuse : les traceurs peuvent sortir de la zone éclairée entre les deux images. Il est donc conseillé de travailler avec un intervalle de temps entre les deux images le plus faible possible. Une étape de post-traitement est nécessaire pour affiner le résultat en détectant les vecteurs aberrants et en les remplaçant par une interpolation des valeurs des vecteurs vitesse avoisinants. Cette étape est décrite ci-dessous.

d) Post-traitement des résultats bruts

La première étape du post-traitement consiste à détecter les vecteurs qui semblent erronés. Plusieurs critères sont possibles (Westerweel, 1993 et 1994) : un premier consiste à s'appuyer sur la valeur du Rapport Signal sur Bruit (RSB), ratio entre la valeur maximale du pic et le niveau moyen de corrélation. On détermine une valeur seuil du RSB au-delà de laquelle toute mesure est suspecte. Un autre moyen est de fixer une valeur limite de la norme des vecteurs vitesse : la mesure est suspecte pour tous les vecteurs de taille supérieure à cette valeur. Une dernière méthode est basée sur l'analyse des différences locales de taille des vecteurs, qui élimine les vecteurs très différents des vecteurs alentours : cette méthode repose sur la résolution de l'équation de continuité, qui doit pouvoir être satisfaite en tout point (l'équation est alors calculée dans le plan du feuillet lumineux). Les trois méthodes ont été utilisées dans cette étude.

Une fois les vecteurs suspects détectés, le post-traitement consiste à les supprimer et à remplacer les valeurs manquantes par une interpolation des données avoisinantes. Il faut garder à l'esprit que cette étape de post-traitement est particulièrement délicate : les vecteurs interpolés ne sont plus des mesures à part entière et sont donc à considérer avec précaution. Une opération de lissage peut ensuite être appliquée au champ de vecteurs : dans chaque maille, la valeur du vecteur vitesse est remplacée par une moyenne pondérée du vecteur initial et des vecteurs voisins. Mais le lissage, dont la propriété intéressante est d'harmoniser visuellement le champ de vecteurs, présente le risque d'une perte globale d'information sur l'écoulement, et particulièrement concernant les plus petites échelles. Un moyen de limiter cet effet de dégradation de l'information est de n'appliquer un lissage que pour les vecteurs dont le RSB est inférieur à la valeur seuil fixée (Lecordier, 1997). La qualité des champs de vecteurs après l'étape de post-traitement décrite ici s'est révélée suffisante et nous n'avons pas utilisé la fonction de lissage.

e) Convergence des grandeurs moyennes

La vitesse moyenne dans chaque fenêtre d'interrogation a été calculée sur 3000 images, soit 1.5s d'écoulement. Cette durée est suffisante pour capter les structures les plus lentes de l'écoulement (basses fréquences) qui sont de l'ordre du Hz. D'autre part, le temps de séjour des gouttes dans le compartiment étant de l'ordre d'une centaine de ms, cette durée d'échantillon de l'écoulement permet d'avoir une représentation correcte des structures potentiellement vues par la goutte (lorsqu'il s'agit d'une mesure en monophasique). L'évolution des moyennes cumulées pour les composantes longitudinales et radiales de la vitesse (respectivement U_x et U_r) et de l'écart type des fluctuations de vitesse (respectivement

$u_{x-rms} = \sqrt{\langle u_x^2 \rangle}$ et $u_{r-rms} = \sqrt{\langle u_r^2 \rangle}$) en fonction du nombre d'images est représentée Figure 2.19. Ces mesures ont été réalisées sur une section de conduite correspondant à une zone de fortes fluctuations de vitesse, au niveau de laquelle la convergence des grandeurs moyennes est la plus difficile. La moyenne commence à se stabiliser autour de 2000 paires d'images (soit 1s d'écoulement), pour les composantes de la vitesse moyenne.

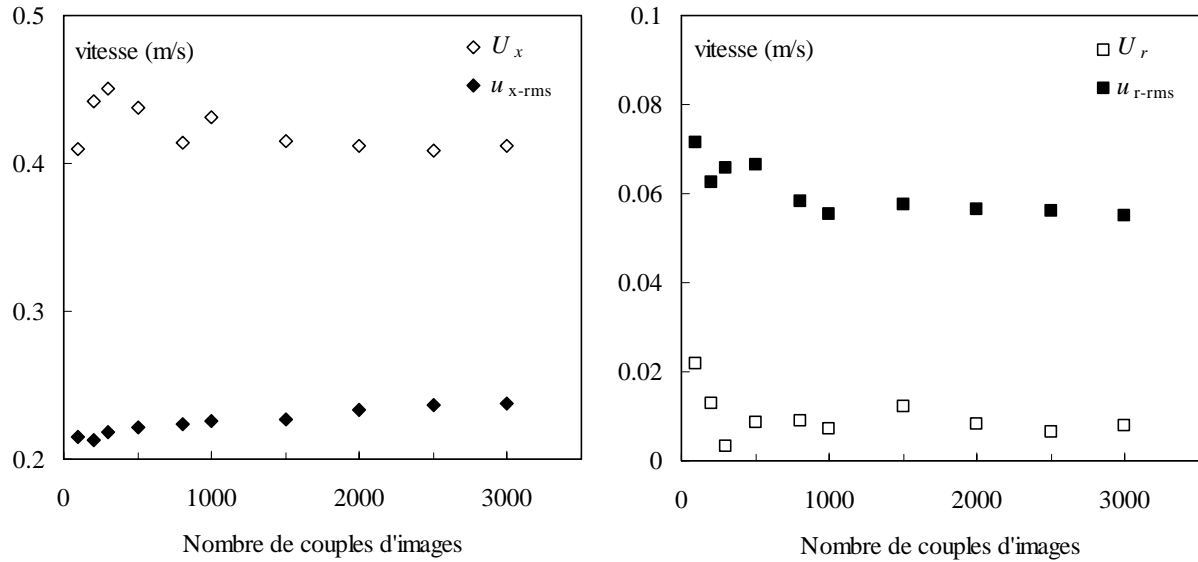


Figure 2.19 : Convergence de la vitesse moyenne en fonction du nombre de couples d'images.

2.3 Qualification du dispositif expérimental

L'installation expérimentale présentée en début de chapitre permet d'atteindre une vitesse maximale de la phase continue dans la conduite de l'ordre de 0.4m/s, donc des vitesses supérieures à 1m/s au niveau de l'orifice (rappelons que $\beta \geq 2/3$). Le nombre de Reynolds dans la conduite varie globalement entre 0 et 15000 pour l'eau comme phase continue et entre 0 et 3000 pour la phase continue visqueuse (eau-glycérol). Ce large domaine de conditions opératoires est favorable à notre étude. En écoulement diphasique, la vitesse maximale de mélange dans la conduite est limitée par la capacité de séparation du décanteur, afin d'éviter d'entraîner de l'heptane dans le circuit de la phase continue, et réciproquement.

Une première étape dans la phase de qualification du dispositif expérimental est de bien connaître (à défaut de maîtriser parfaitement) la distribution de tailles des gouttes injectées dans la colonne, en fonction des conditions opératoires (débits des deux phases). La fraction volumique effective dans la conduite est aussi un paramètre clé, en vue de l'étude de l'influence de la concentration en phase dispersée sur la rupture. Enfin, la caractérisation de l'écoulement induit par l'orifice est réalisée via un paramètre global, la perte de charge.

2.3.1 Injection de la phase dispersée dans la conduite

Le diamètre interne D_N des tubes capillaires a été choisi égal à 1mm, de façon à produire des gouttes de taille millimétrique. Néanmoins, à la fois la vitesse de la phase dispersée dans les capillaires et la vitesse de la phase continue vont influencer la taille des gouttes résultantes. Les régimes d'injection de la phase dispersée au niveau du distributeur de capillaire sont abordés dans un premier paragraphe. Les résultats sur le diamètre des gouttes formées sont ensuite présentés, en insistant sur l'influence de la vitesse des deux phases.

Régimes d'injection

La Figure 2.20 montre des images enregistrées au niveau de l'injection de la phase dispersée (heptane) pour quatre valeurs de la vitesse dans les tubes capillaires v_N , pour un débit de phase continue constant (330L/h). Notons que v_N est défini par :

$$v_N = \frac{4Q_d}{N_t \pi D_N^2}, \quad (2.3)$$

avec Q_d le débit de phase dispersée et N_t le nombre de tubes capillaires ($N_t=73$ ici).

Deux cas de figure ont été observés : un détachement « goutte à goutte » des capillaires d'injection aux faibles valeurs de v_N , puis, au-delà d'une certaine valeur de la vitesse dans les tubes capillaires, la formation d'un jet d'heptane qui se casse en gouttelettes.

Pour de faibles valeurs de v_N (cas a et b), la croissance des gouttes à l'embout des tubes capillaires est lente : lorsque la force de flottabilité dépasse la force de tension interfaciale à la périphérie du capillaire, la goutte se détache du capillaire. On parle alors d'un « régime de gouttes ». Le volume de fluide injecté, calculé par un bilan des forces sur la goutte, vaut approximativement $V_o = \frac{\pi\sigma D_N}{g\Delta\rho}$ avec D_N le diamètre du tube capillaire.

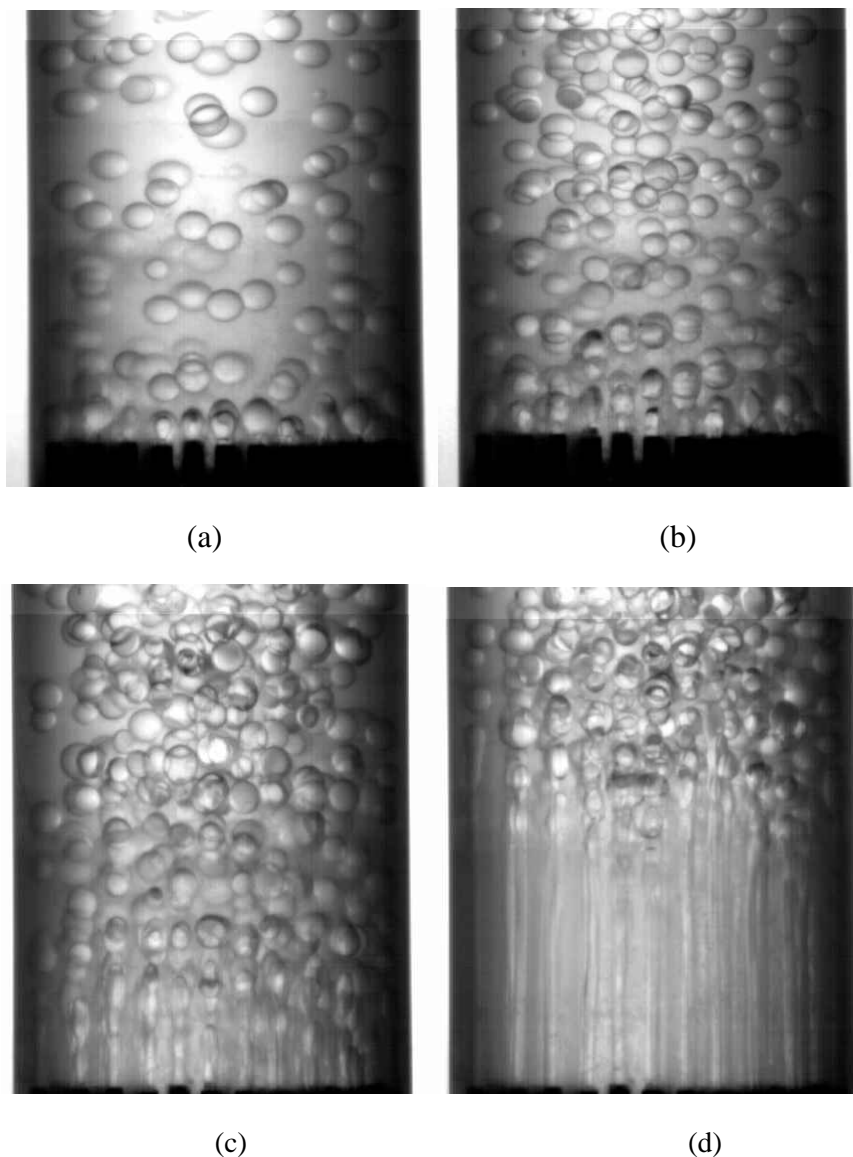


Figure 2.20 : Injection de la phase dispersée (heptane) à différents débits Q_d , le débit de phase continue (eau) étant constant ($Q_c = 330 \text{ L/h}$) : (a) $Q_d = 18 \text{ L/h}$; $v_N = 0.087 \text{ m/s}$; (b) $Q_d = 36 \text{ L/h}$; $v_N = 0.174 \text{ m/s}$; (c) $Q_d = 72 \text{ L/h}$; $v_N = 0.349 \text{ m/s}$; (d) $Q_d = 108 \text{ L/h}$; $v_N = 0.523 \text{ m/s}$.

Pour le système heptane-eau considéré dans la Figure 2.20, V_o vaut approximativement 48mm^3 , une valeur bien supérieure au volume moyen des gouttes injectées dans la colonne en « régime de gouttes » (environ 15mm^3 pour le cas a).

Quand la vitesse v_N du fluide dans le capillaire dépasse une valeur v_{jet} (vitesse de jet), il y a formation d'un jet liquide (cas c) : c'est l'apparition du « régime de jet ». De nombreuses corrélations calculant v_{jet} (dans une phase continue au repos) ont été établies pour les systèmes liquides/liquides (Perrut et Loutaty, 1972). Citons par exemple :

- La relation de Funijawa *et coll* (1957) : $v_{jet} = 4.4\sigma^{0.2} D_N^{-0.5}$, (2.4)

- La corrélation de Scheele et Meister (1968) : $v_{jet} = \left(\frac{3\sigma}{\rho_d D_N} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{D_N}{d} \right)^{1/2}$, (2.5)

avec d le diamètre de goutte formé s'il n'y avait pas de jet pour la valeur de la vitesse v_N considérée (calculé grâce à l'équation 2.6). Pour le système heptane/eau, la vitesse de jet est de l'ordre de 0.3m/s (d'après l'équation 2.4), une valeur légèrement supérieure à la vitesse de transition observée entre les cas (c) et (d) de la Figure 2.20 (autour de 0.2m/s). L'écoulement de phase continue autour des capillaires d'injection conduit à l'apparition plus précoce du phénomène de jet.

On remarque d'autre part une augmentation significative de la longueur du jet quand v_N augmente (cas d). Par ailleurs, la longueur du jet augmente aussi avec la vitesse de la phase continue.

Diamètre des gouttes à l'injection

Une constatation importante est que les gouttes ne coalescent pas en amont de l'orifice et leur distribution de taille est assez resserrée (quatre histogrammes correspondant aux distributions de taille injectées en amont de l'orifice sont présentés dans le paragraphe consacrés aux résultats préliminaires, chapitre suivant). La taille des gouttes ($2.1 < d < 3.2\text{mm}$) dépend directement de la géométrie du distributeur et des conditions d'injection, à savoir les débits des deux phases. L'influence de la vitesse de la phase dispersée dans les tubes capillaires et de la vitesse du fluide porteur sur la taille des gouttes injectées est détaillée ci-après.

a) Influence de la vitesse dans les capillaires

Le diamètre moyen des gouttes injectées tend à diminuer lorsque la vitesse dans les tubes capillaires augmente (Figure 2.21).

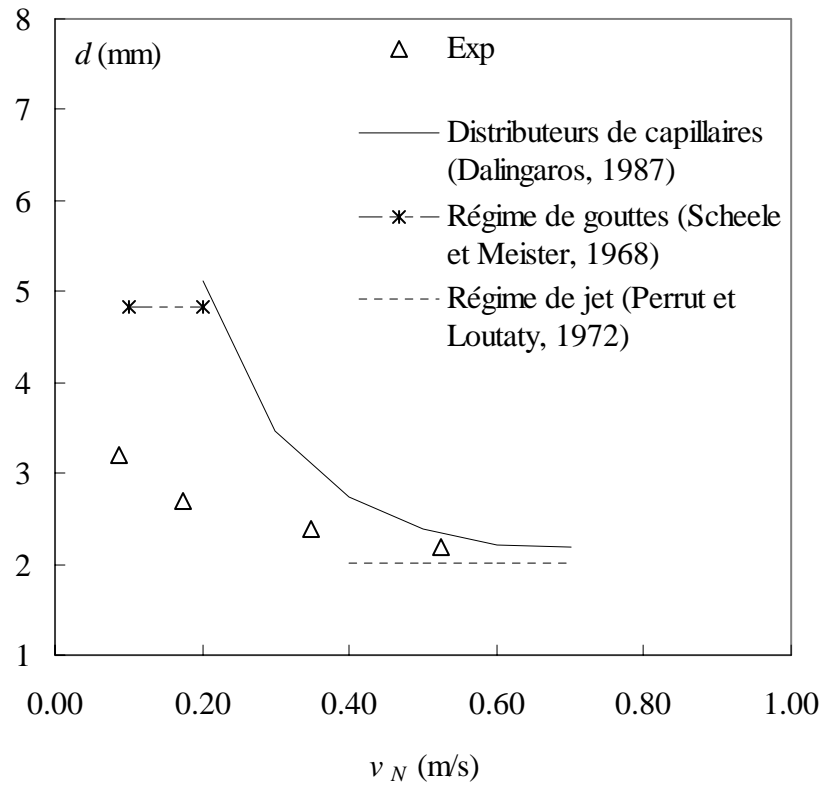


Figure 2.21 : Evolution du diamètre moyen d_{32} des gouttes formées à l'injection en fonction de la vitesse dans les tubes capillaires d'injection, pour un débit de phase continue constant égal à 330 L/h (soit $U_c=12\text{cm/s}$ dans la conduite) ; Comparaison avec des modèles d'injection d'une phase dispersée dans une phase continue au repos.

Ces valeurs expérimentales sont comparées à celles calculées à partir de trois types de corrélations empiriques issues de la littérature : une valable en « régime de gouttes » (Scheele et Meister, 1968) et deux pour le « régime de jet » (Dalingaros, 1987 ; Perrut et Loutaty, 1972).

- la corrélation de Sheele et Meister (1968), valable aux faibles valeurs de v_N , permet d'évaluer le volume V d'une goutte formée par un lent détachement du tube capillaire de diamètre D_N (régime de gouttes) ;

$$V = V_0 \left[1 + \frac{5\mu_c v_N D_N^2}{\sigma d^2} - \frac{\rho_d D_N v_N^2}{3\sigma} + 1.22 D_N \left(\frac{g \Delta \rho v_N^2 \rho_d}{\sigma^2} \right)^{1/3} \right], \quad (2.6)$$

V_0 étant le volume injecté à l'équilibre entre la force de flottabilité et la force de tension interfaciale. Cette corrélation prédit la formation de gouttes de diamètre proche de 5mm, une valeur bien supérieure à la taille des gouttes mesurée (autour de 3mm). Dans ce régime de vitesse, proche de la création quasi-statique d'une goutte, le mode de détachement d'une goutte dépend fortement des propriétés de mouillage du matériau du tube par le fluide

en présence de la phase continue (angle de contact) : selon les cas ce sera le diamètre interne ou le diamètre externe du capillaire d'injection qui va conditionner la taille finale de la goutte.

D'autre part, cette corrélation est valable pour une injection de gouttes dans une phase continue au repos et ne prend donc pas en compte l'effet de l'écoulement du fluide porteur sur le détachement des gouttes. Ces différents aspects peuvent expliquer l'écart entre les valeurs expérimentales et celles calculées par la corrélation. Une comparaison des valeurs expérimentales à des relations empiriques valables en régime de jet a aussi été réalisée :

- la corrélation de Dalangaros (1987) calcule le diamètre des gouttes formées par rupture du jet liquide dans un distributeur multicapillaire (diamètre des tubes D_N), en fonction des nombres adimensionnels :

$$Eö_N = \frac{g\Delta\rho D_N^2}{\sigma}, \quad (2.7)$$

$$\text{et } We_N = \frac{\rho_d D_N v_N^2}{\sigma}. \quad (2.8)$$

Pour $0 < We_N < 2$ (faibles vitesses d'injection : régime de gouttes) :

$$\frac{d}{D_N} = \frac{4}{3} \left(\frac{6 - 2We_N}{Eö_N} \right)^{1/4}. \quad (2.9)$$

Pour $2 < We_N < 8.64$:

$$\frac{d}{D_N} = 2.35 Eö_N^{-0.16} We_N^{-0.55} \exp(0.08 We_N) \frac{d}{D_N} = 2.07 (1 - 0.0193 Eö_N). \quad (2.10)$$

- la corrélation de Perrut et Loutaty (1972) prédisant le diamètre des gouttes formées par rupture d'un jet liquide :

$$\frac{d}{D_N} = 2.07 (1 - 0.0193 Eö_N). \quad (2.11)$$

L'écart quantitatif observé entre les résultats des corrélations et les valeurs mesurées expérimentalement peut être attribué de nouveau au fait que ces deux corrélations sont valables pour une injection de gouttes dans une phase continue au repos (ou bien dont la vitesse est très faible par rapport à celle de la phase dispersée, chez Perrut et Loutaty). En effet, l'influence d'un débit important de phase continue va être d'une part de favoriser la formation d'un jet (la zone de régime de gouttes est diminuée), et d'autre part d'amincir le jet, de sorte que des gouttes plus petites que prévues par les corrélations vont être formées.

b) Influence de la vitesse de l'écoulement porteur sur la taille des gouttes injectées

La Figure 2.22 représente l'influence d'une augmentation de la vitesse de la phase continue U_c sur la taille des gouttes en amont de la restriction, pour un débit de phase dispersée constant ($v_N = 0.087\text{m/s}$, fraction volumique variant entre 1.7 et 3%). Le diamètre moyen des gouttes tend à diminuer avec U_c , effet que l'on peut relier à l'amincissement du jet de phase dispersée conduisant à la formation de gouttes plus petites.

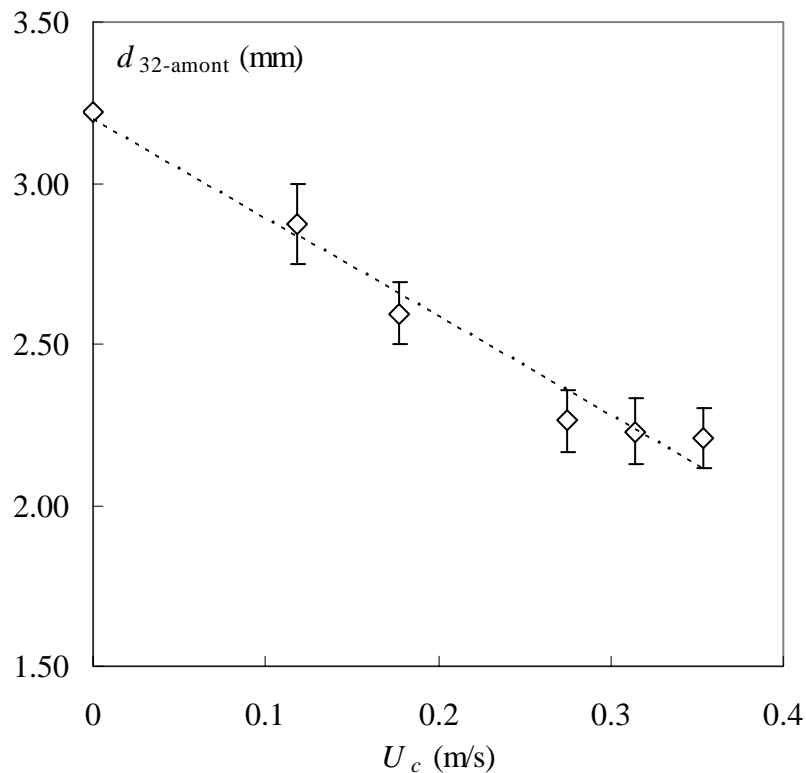


Figure 2.22 : Evolution du diamètre moyen des gouttes en amont de la restriction de conduite en fonction de la vitesse de la phase continue dans la conduite U_c . Le débit de phase dispersée est constant (18 L/h soit $v_N = 0.087\text{m/s}$) : pour U_c non nul, la fraction volumique en heptane dans la plage de fonctionnement étudiée varie entre 1.7 et 3%

Forme des gouttes

Les gouttes observées en amont de la restriction sont sphériques, quelle que soit leur taille, dans toute la plage de fonctionnement du dispositif. Il est intéressant de vérifier si cette information peut être retrouvée par des données de la littérature, comme le diagramme présenté dans la Figure 2.23 (Grace, 1976) qui permet d'estimer la forme des gouttes en fonction de deux nombres adimensionnels caractéristiques des gouttes parmi les trois suivants : nombre d'Eötvös ($Eö$), nombre de Reynolds de la goutte (Re_{goutte}) et nombre de Morton (M), qui sont reportés dans le Tableau 2.4.

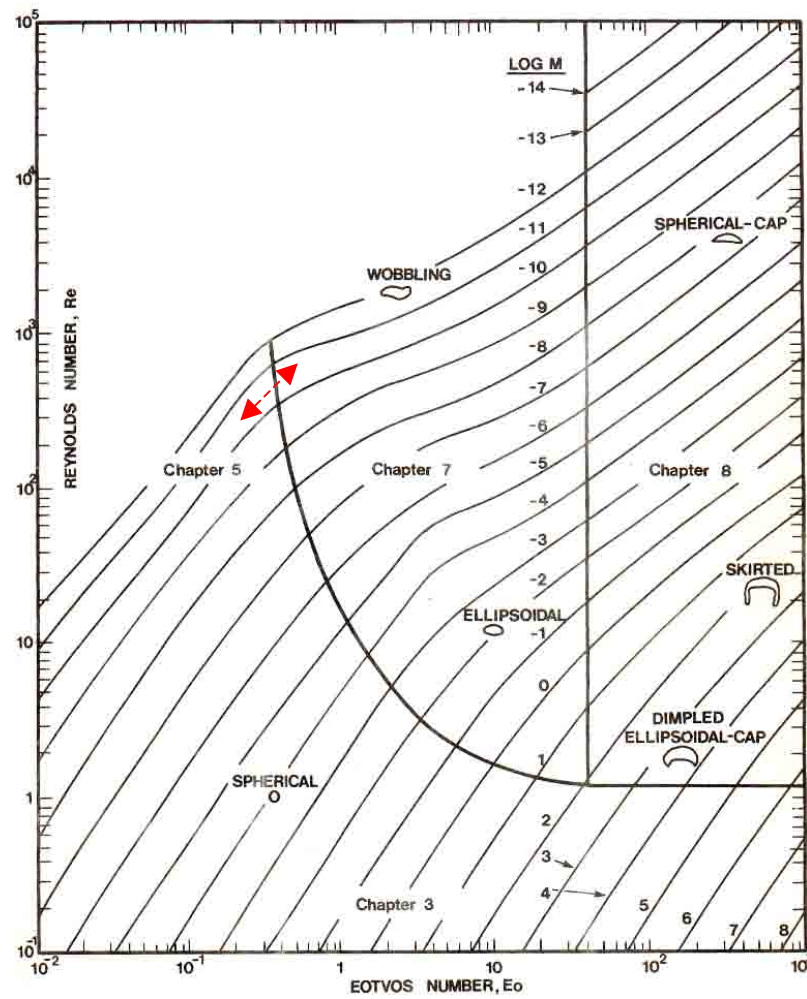


Figure 2.23 : Forme des gouttes en fonction des nombres adimensionnels Re , $Eö$ et M (Grace, 1976) : la flèche en pointillé représente la zone correspondant au diamètre moyen des gouttes formées par l'injecteur.

	$d = 2.2 \text{ mm}$	$d = 3.1 \text{ mm}$
$Eö = g \Delta\rho d^2 / \sigma$	0.32	0.63
$Re_{\text{goutte}} = \rho_c U_t d / \mu_c$	242	471
$M \text{ (Morton)} = g \Delta\rho \mu_c^4 / \rho_c^2 \sigma^3$	$3.10^{-11} \Rightarrow \log M = -10.5$	

Tableau 2.4 : Valeurs des nombres adimensionnels caractérisant les gouttes en écoulement : nombre d'Eötvös ($Eö$), Nombre de Reynolds de la goutte (Re_{goutte}) et nombre de Morton (M).

La vitesse terminale d'ascension U_t d'une goutte isolée dans une phase continue au repos est calculée à partir d'un bilan de force statique sur la goutte, de type flottabilité =

traînée, le coefficient de traînée étant calculé grâce à une loi de traînée classique (relation de Schiller et Nauman, (Clift *et coll*, 1978). L'utilisation de cette loi (destinée à l'écoulement de particules solides) a été justifiée pour des systèmes liquide-liquide (Bardin-Monnier, 1998 ; Klaseboer *et coll*, 2001).

D'après la Figure 2.23, les gouttes obtenues dans la gamme de conditions opératoires étudiée, allant à leur vitesse terminale d'ascension, sont à la frontière entre la forme sphérique et une forme plus instable (oscillations). La présence d'impuretés dans la colonne a pour effet de rigidifier légèrement l'interface, favorisant ainsi la forme sphérique, en accord avec nos observations expérimentales.

2.3.2 Fraction volumique moyenne dans la conduite

Connaître la fraction volumique à l'intérieur de la conduite est fondamental pour notre étude. Dans la mesure où les gouttes formées par le dispositif d'alimentation en phase dispersée sont de l'ordre du mm et le rapport de densité entre les phases est assez élevé, il existe un glissement entre les deux phases qui va jouer sur la fraction volumique de la phase dispersée dans la conduite. La fraction volumique effective ϕ va être inférieure à la fraction de débit de phase dispersée, notée ϕ_d :

$$\phi_d = \frac{Q_d}{Q_d + Q_c}. \quad (2.12)$$

La prise en compte du glissement des gouttes est donc indispensable pour une estimation correcte de la fraction volumique. La fraction volumique se dérive de la relation de Thornton-Pratt, avec G la vitesse relative entre les deux phases, ou glissement :

$$\frac{Q_d}{A\phi} - \frac{Q_c}{A(1-\phi)} = G. \quad (2.13)$$

Trois situations peuvent être considérées :

- Le glissement G est nul (vrai pour des fluides de densité comparable ou pour de très petites gouttes, ce qui n'est pas le cas ici), alors $\phi = \phi_d$;
- Le glissement G est constant du même ordre de grandeur que la vitesse terminale d'une goutte de phase dispersée unique dans la phase continue au repos, U_t . Alors :

$$\phi = \frac{1}{2U_t} \left[\frac{Q_c}{A} + \frac{Q_d}{A} + U_t \pm \sqrt{\left(\frac{Q_c}{A} + \frac{Q_d}{A} + U_t \right)^2 - 4 \frac{Q_d U_t}{A}} \right]. \quad (2.14)$$

A très faible fraction volumique (quelques %), on peut considérer que chaque goutte se comporte comme une goutte isolée.

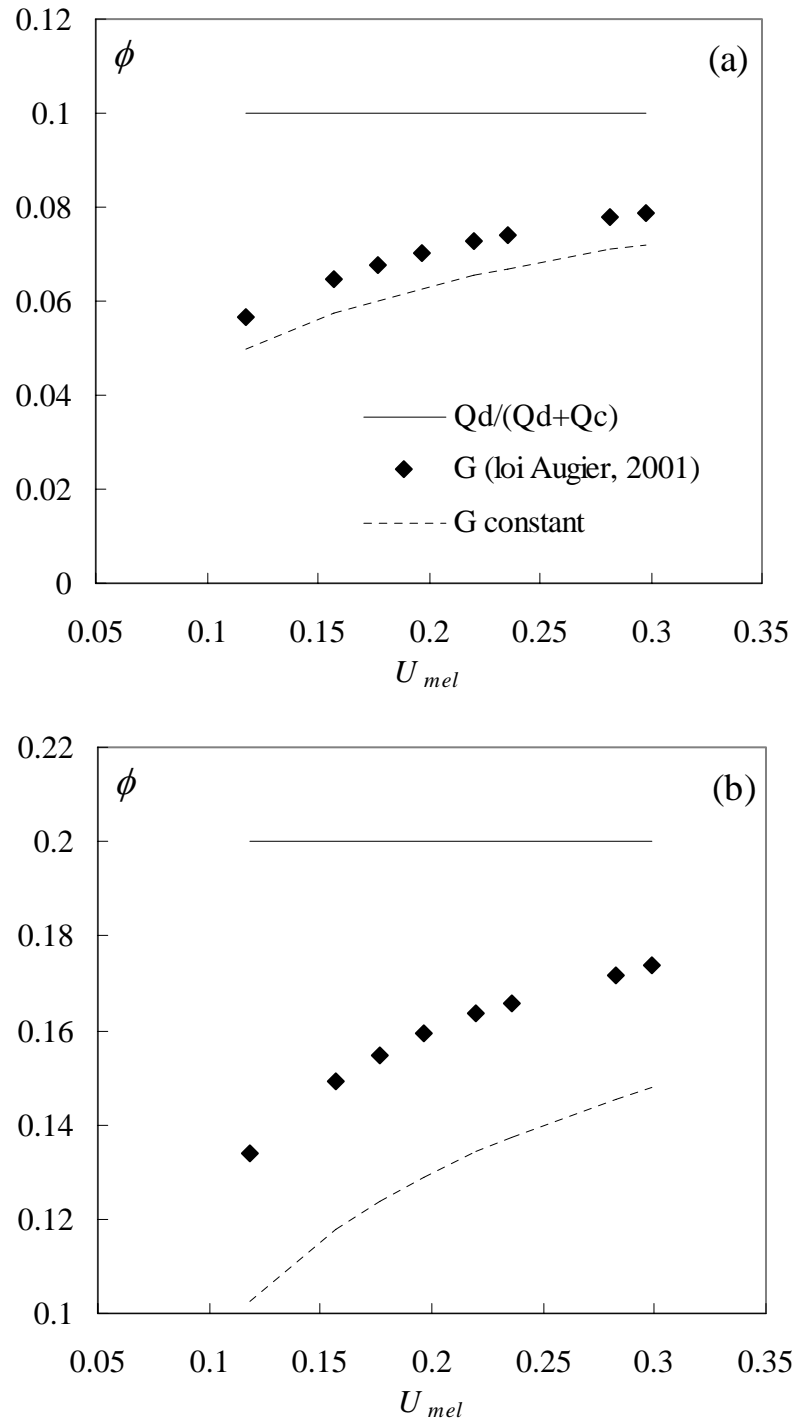


Figure 2.24 : Trois estimations de la fraction volumique en fonction de la vitesse de mélange dans la conduite pour le système heptane-eau (sans glissement, glissement constant égal à U_t ($d=2.4\text{mm}$) et en utilisant une loi de traînée prenant en compte la fraction volumique (Augier, 2001)) : (a) $\phi_d=0.1$, (b) $\phi_d=0.2$.

Cependant, lorsque la fraction volumique augmente, cette hypothèse devient difficile à supporter : une augmentation de la concentration du milieu en phase dispersée va avoir pour

effet de diminuer le coefficient de traînée et donc le glissement des gouttes, ce qui nous amène à considérer la dernière situation.

- Le glissement G est fonction de la fraction volumique. Cette évolution a été expérimentalement étudiée par Augier (2001), pour le même système de phase (heptane dans une phase continue aqueuse) et conduit à une expression pour le glissement de la forme :

$$G = U_t \exp(-4.6\phi). \quad (2.15)$$

La Figure 2.24 représente l'évolution des estimations possibles de la fraction volumique en fonction de la vitesse de mélange dans la conduite, suivant les trois situations présentées précédemment. Les courbes supposant un « glissement constant » (trait pointillé) et « pas de glissement » (trait plein) correspondent aux deux cas limites, respectivement milieu dilué et milieu très concentré. La fraction volumique déduite de la loi d'Augier (équations 2.15 et 2.13) est représentée par des losanges noirs. Les deux cas considérés ($\phi_d=0.1$ et 0.2) correspondent aux valeurs étudiées dans le dernier chapitre concernant l'effet de la fraction volumique. Pour une fraction de débit de phase dispersée ϕ_d de 0.1 (cas a), la fraction volumique en phase dispersée déduite de la loi d'Augier est un peu supérieure à la courbe basée sur un glissement des phases constant : l'écart relatif entre les courbes varie entre 8 et 12%, avec un léger rapprochement des courbes à forte vitesse de mélange. Pour $\phi_d=0.2$, cet écart augmente significativement (entre 15 et 23%). Dans tous les cas ($\phi_d=0.1$ et 0.2), plus la vitesse de mélange est faible plus il y a une différence significative entre la fraction volumique estimée par la loi d'Augier et la fraction de débit de phase dispersée ϕ_d .

Aucune mesure de fraction volumique ϕ à l'intérieur du dispositif expérimental n'a été effectuée. Les résultats du chapitre 5, concernant l'effet de la fraction volumique sur le phénomène de rupture en aval de l'orifice, sont présentés en utilisant la valeur de la fraction de débit de phase dispersée ϕ_d , mais il faut bien garder à l'esprit qu'il ne s'agit pas de la valeur de la concentration en phase dispersée dans la conduite. La valeur de la fraction volumique estimée par la loi d'Augier (pour le même système de phase, heptane/eau-glycérol) pourra être utilisée pour quantifier la fraction volumique réelle dans la conduite, mais uniquement en amont de l'orifice : la rupture des gouttes au passage dans l'orifice modifie complètement la distribution des tailles de gouttes, pouvant affecter la valeur de la fraction volumique en aval de cette zone.

2.3.3 Mesures des pertes de charge dans la conduite

a) Profils de pression

La Figure 2.25 représente le profil de perte de charge en aval de l'orifice, pour trois valeurs du rapport de restriction β et pour différentes valeurs de la vitesse dans la conduite.

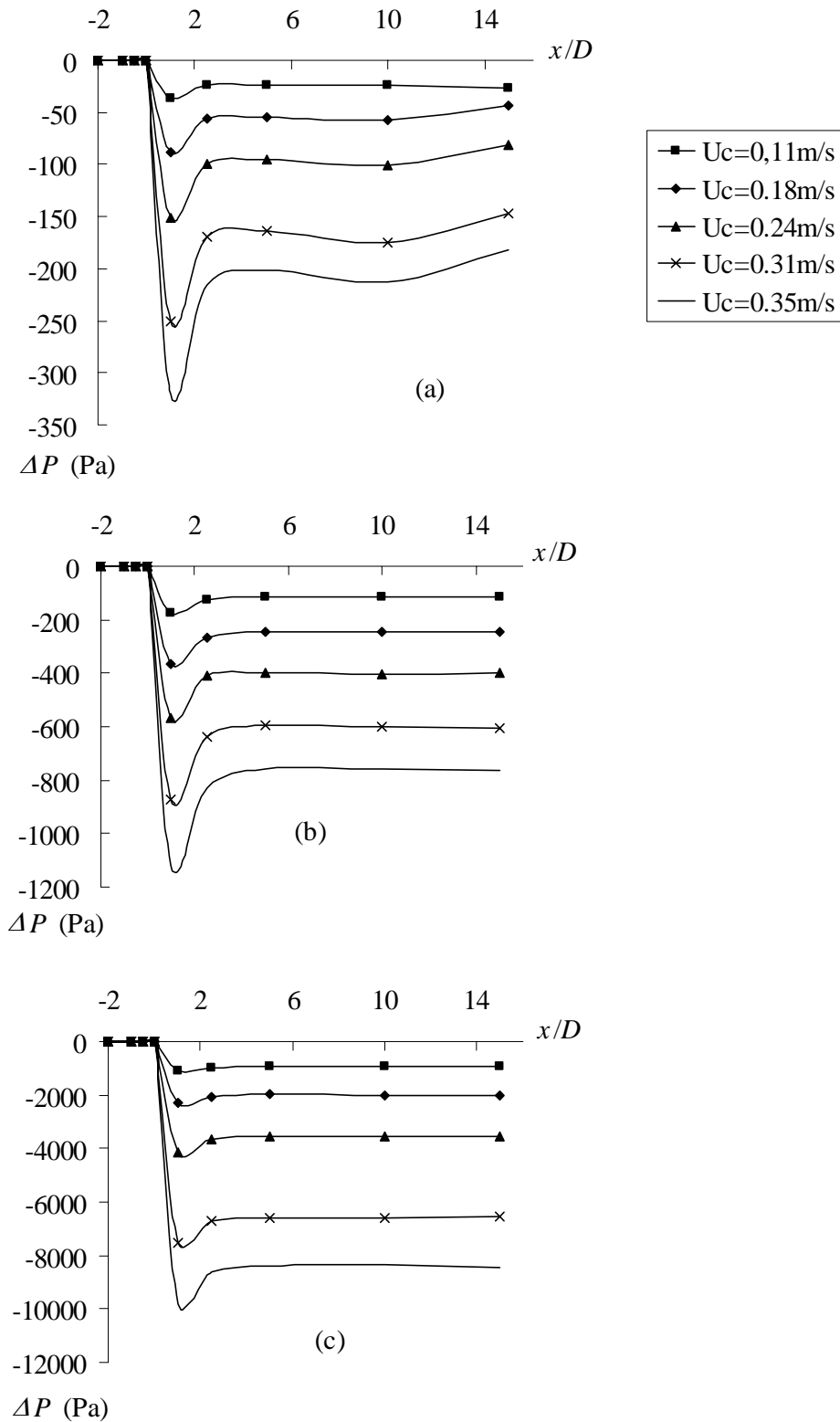


Figure 2.25 : Profil de perte de charge au niveau de la restriction de conduite (écoulement monophasique, eau) pour trois rapports de restriction : (a) $\beta=2/3$; (b) $\beta=1/2$; (c) $\beta=1/3$.

On retrouve un profil de pression classique au niveau d'un diaphragme (Perry, 1984), faisant apparaître une perte de charge maximale juste en sortie de la restriction : cette zone où

ΔP est maximale, appelée « vena contracta », correspond au maximum de la composante axiale de la vitesse dans l'écoulement. D'autre part, la perte de charge provoquée par l'orifice augmente avec la vitesse du fluide dans la conduite. Une grande vigilance doit être gardée concernant les mesures réalisées pour la plus forte valeur de β ($2/3$) lorsque la vitesse de la phase continue est assez faible (< 0.3 m/s) : les valeurs de pertes de charge mesurées avoisinent en effet avec la précision du capteur (± 0.15 mbar).

Cette mesure de ΔP_{max} expérimentale est mesurée à une distance à l'orifice x égale à un diamètre de conduite de l'orifice ($x/D = 1$). Or, la position de la zone où la perte de charge est maximale, la « vena contracta », évolue en fonction du rapport de restriction β et du nombre de Reynolds dans l'orifice Re_o (Figure 2.26) : plus β est grand, plus cette zone est proche de l'orifice.

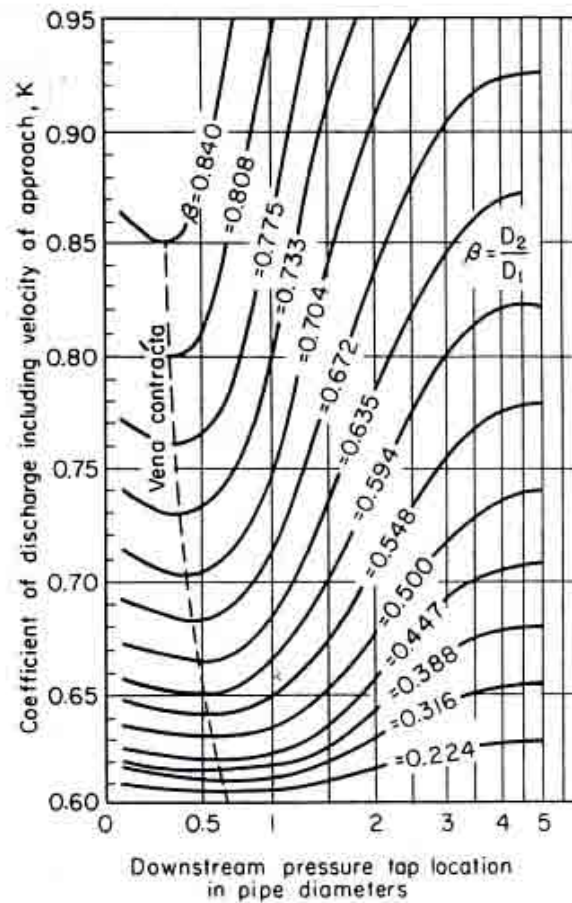


Figure 2.26: Evolution du coefficient $K = C_{Do} / (1 - \beta^4)^{1/2}$, pour $Re_o > 30000$, en fonction de x/D , pour différentes valeurs du rapport des diamètres β (Spitzglass, 1922).

Si on fait une analogie entre la position de la « vena contracta » pour $Re_o > 30000$ à la gamme étudiée ici (entre 4300 et 32000, pour nos trois valeurs de β), la position du maximum de perte de charge se trouve entre 0.5 et 1 fois le diamètre de la conduite en aval de

l'orifice ($0.5 < x/D < 1$). La mesure du ΔP_{max} représentée dans la Figure 2.25 n'est donc pas rigoureusement le maximum de perte de charge.

b) Evaluation du ΔP_{max}

La perte de charge globale provoquée par l'orifice est liée à la valeur maximale, en écoulement turbulent, par une équation de la forme (Perry, 1984) :

$$\frac{\Delta P_{globale}}{\Delta P_{max}} = 1 - \beta^2. \quad (2.16)$$

La Figure 2.27 représente la perte de charge globale expérimentale divisée par le facteur $(1 - \beta^2)$ en fonction de la perte de charge maximale expérimentale : β étant fixé, chaque point de la courbe correspond à la perte de charge pour une valeur de vitesse donnée.

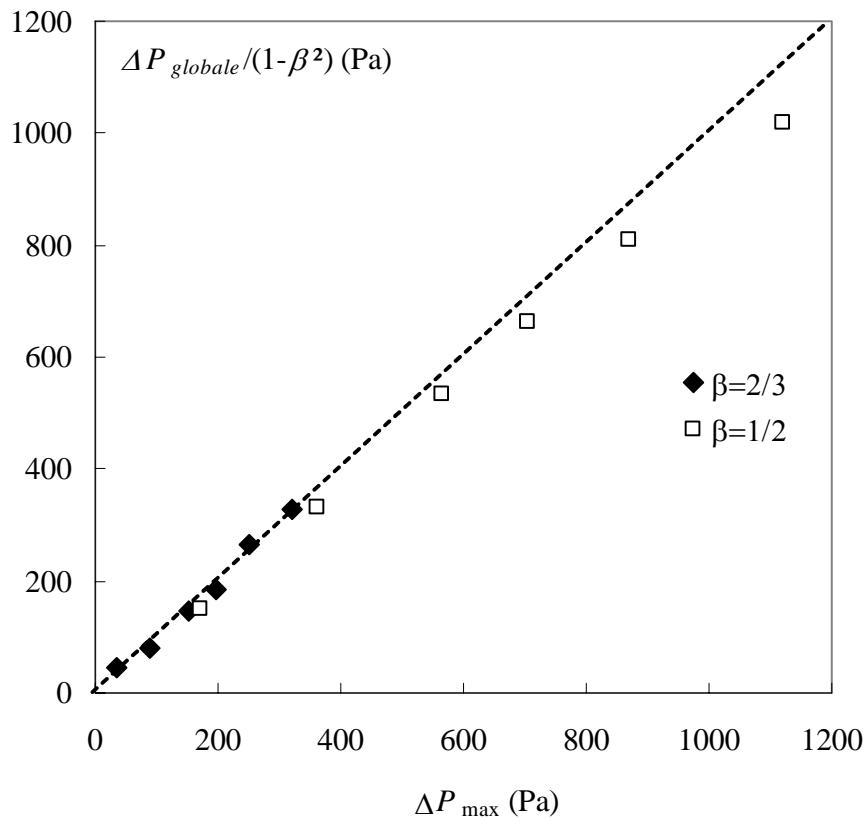


Figure 2.27 : Comparaison entre la perte de charge maximale calculée à partir de la perte de charge globale mesurée dans la conduite et la perte de charge maximale expérimentale pour deux valeurs du rapport de restriction $\beta=1/2$ et $2/3$.

La relation 2.16 est vérifiée par les valeurs expérimentales quelle que soit la valeur de β (le cas $\beta = 1/3$ n'est pas représenté dans la figure pour avoir une échelle adaptée à un

maximum de données). La mesure du maximum de perte de charge à travers l'orifice est donc correcte.

La Figure 2.28 montre que les valeurs de pertes de charge maximales expérimentales évoluent linéairement avec la différence d'énergie cinétique entre l'orifice et la conduite :

$$\Delta P_{\max} \propto \left(\frac{1}{2} \rho_c U_o^2 - \frac{1}{2} \rho_c U^2 \right) = \frac{1}{2} \rho_c U^2 \left(\frac{1}{\beta^4} - 1 \right). \quad (2.17)$$

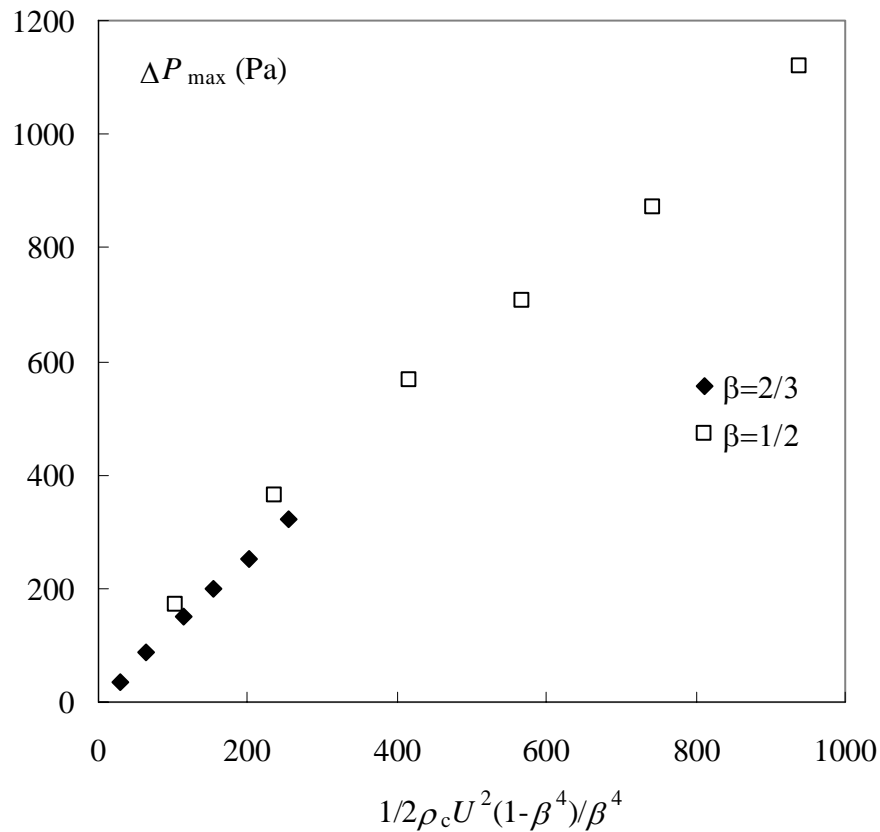


Figure 2.28 : Perte de charge maximale expérimentale en fonction de la vitesse U dans la conduite et du rapport de restriction β .

Pour un orifice mince (rapport épaisseur sur diamètre de l'orifice inférieur à 0.5), la perte de charge maximale en écoulement monophasique est donnée par une expression de la forme :

$$\Delta P_{\max} = \frac{1}{C_{Do}^2} \frac{1}{2} \rho_c U^2 \frac{1 - \beta^4}{\beta^4}, \quad (2.18)$$

avec U la vitesse débitante dans la conduite, β le rapport de restriction, C_{Do} le coefficient de perte de charge de l'orifice, qui dépend de β et du nombre de Reynolds dans l'orifice (Perry, 1984). D'après la courbe empirique extraite de la littérature (Figure 2.29), C_{Do}

varie peu dans le domaine de Re_o et de β étudié, globalement de 0.66 à 0.62 pour les plus fortes valeurs de Re_o .

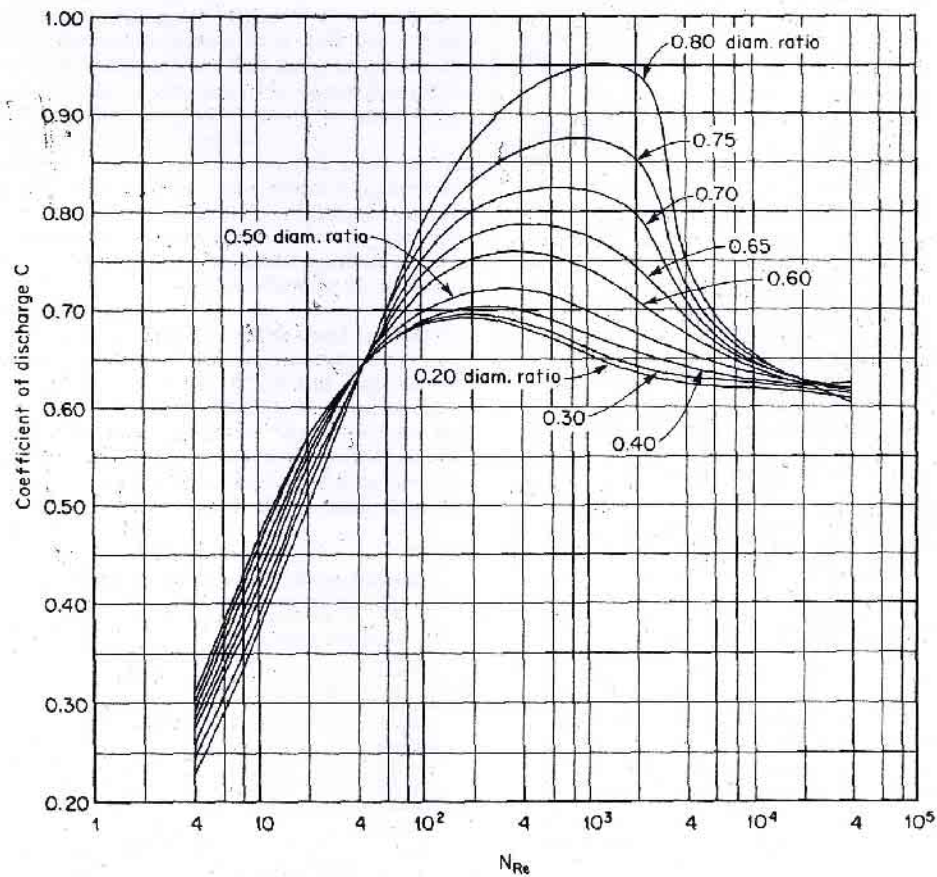


Figure 2.29 : Evolution du coefficient de perte de charge C_{D0} en fonction du nombre de Reynolds dans l'orifice Re_o et de β . Les prises de pression relatives à cette courbe empirique sont prises à partir de deux points de mesure placés le plus près possible de part et d'autre de l'orifice (« corner taps ») (Tuve et Sprenkle, 1933).

Les valeurs du coefficient de perte de charge C_{D0} (liée à la pente de chaque droite dans la Figure 2.28, soit $1/C_{D0}^2$) sont comprises entre 0.7 et 0.9 (Figure 2.30), la valeur la plus faible étant obtenue pour l'orifice le plus restrictif ($\beta=1/3$). Elles diffèrent de façon significative de celles de la littérature (Figure 2.29). Cet écart est dû au fait que les courbes empiriques disponibles dans la littérature proposent un coefficient de perte de charge qui dépend non seulement de β et de Re_o mais aussi du type de pertes de charge mesurées (ΔP au niveau de la « vena contracta », ΔP_{\max} calculée avec des « corner taps » -prises de pression les plus proches possibles de part et d'autre de l'orifice -), problème déjà abordé dans le paragraphe précédent. Des valeurs expérimentales du coefficient de perte de charge, extraites des travaux de Percy et Sleicher (1983), apparaissent aussi dans la Figure 2.30. Dans le domaine de Re_o considéré (entre 3500 et 10000), il semble que la valeur du coefficient de

perte de charge dépend essentiellement du rapport de restriction (C_{Do} augmente avec β) et varie donc très peu avec Re_o , comme dans les courbes empiriques trouvées dans la littérature (Figure 2.29).

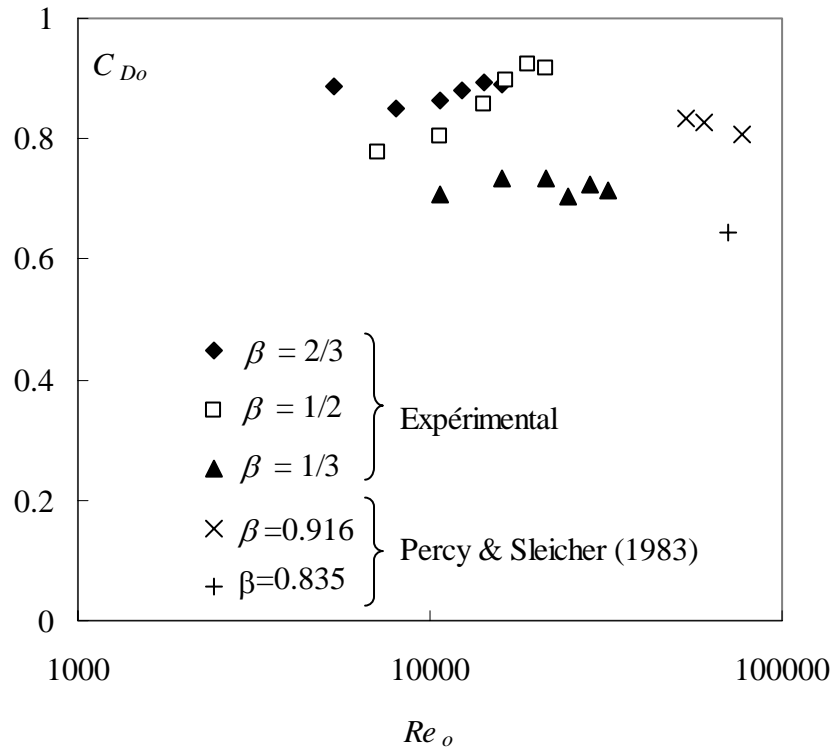


Figure 2.30: Evolution du coefficient de perte de charge C_{Do} en fonction du nombre de Reynolds de l'orifice, pour les trois valeurs de β considérées (2/3, 1/2 et 1/3). Comparaison avec des données de la littérature (Percy et Sleicher, 1983).

En conclusion de ce chapitre, on peut dire que le dispositif expérimental associé aux éléments de métrologie mis en œuvre pour cette étude fournissent les conditions nécessaires à une observation précise des gouttes de phase dispersée au passage dans la restriction de conduite, et l'accès à l'hydrodynamique locale dans la zone d'intérêt. Cette installation expérimentale a été qualifiée en terme d'analyse des populations de phase dispersée injectées dans la colonne et de mesures de pertes de charge provoquées par l'orifice. Ce contrôle de la dispersion en écoulement dans la conduite permet maintenant de se focaliser sur l'objet principal de cette étude, à savoir la rupture des gouttes en aval de l'orifice. Le chapitre suivant (Chapitre 3) est consacré à la mise en évidence des gammes de fonctionnement du dispositif pour lesquelles la rupture est observée : le suivi du comportement d'une goutte colorée par vidéo rapide, associé aux méthodes de traitement d'images présentées précédemment, permettent de réaliser une analyse statistique de la rupture dans le cadre d'une goutte isolée ou en milieu très dilué (Chapitre 3), ou pour une dispersion concentrée, jusqu'à 20% en phase

dispersée (Chapitre 6). L'analyse locale de l'écoulement en aval de l'orifice offre l'accès à la contrainte responsable de la déformation, là encore en milieu dilué (Chapitre 4) à concentré (Chapitre 6).

Chapitre 3 Caractérisation de la rupture en aval d'un orifice

3.1	DROP BREAK-UP IN A TURBULENT PIPE FLOW DOWNSTREAM A RESTRICTION	86
3.2	INFLUENCE DE LA VISCOSITE DE LA PHASE CONTINUE.....	120
3.2.1	<i>Analyse préliminaire</i>	120
3.2.2	<i>Analyse des résultats</i>	122
3.2.3	<i>Lieux de rupture</i>	128
3.3	CONCLUSION.....	131

Dans ce chapitre, l'analyse statistique de la rupture d'une goutte isolée en aval de la restriction est présentée. Le suivi des gouttes et les observations des ruptures éventuelles ont été réalisés par la technique de trajectographie rapide précédemment décrite. Pour toutes les conditions expérimentales, la cadence d'acquisition des images est de 456Hz. Les dimensions du champ de visualisation des trajectoires correspondent à une longueur de conduite de 120mm (20 mm en amont de l'orifice et de 100mm en aval), et au diamètre de la conduite.

Dans un premier temps, le dispositif expérimental a été qualifié pour une dispersion diluée (gouttes de n-heptane dans l'eau), en identifiant la plage de fonctionnement des paramètres opératoires (nombre de Reynolds, Re , rapport de restriction β) permettant d'observer la rupture des gouttes. Des distributions de taille de gouttes ont été mesurées à différent nombre de Reynolds en amont et en aval de la restriction. On a pu ainsi observer que le diamètre moyen de la distribution derrière le diaphragme suivait une loi linéaire suivant l'inverse de la racine carrée de la perte de pression maximale à travers l'orifice, confirmant les tendances déjà observées par Percy et Sleicher (1983).

L'analyse directe des trajectoires de gouttes isolées injectées en amont de l'orifice a ensuite permis d'observer les différents mécanismes de déformation et de rupture, ainsi que les projections des lieux de rupture dans un plan vertical. La distribution des lieux de ruptures fait notamment apparaître deux zones : une zone à la périphérie du jet à la sortie de l'orifice et une zone loin de l'orifice dans la zone de diffusion du jet.

L'analyse statistique a consisté à évaluer la probabilité de rupture et la distribution des gouttes-filles dans le volume d'observation. Cette étude systématique a été réalisée pour une large gamme de conditions opératoires et pour trois systèmes de phases liquide-liquide.

Les deux premiers systèmes étudiés sont caractérisés par des tensions interfaciales contrastées : des gouttes d'heptane dans de l'eau (système A, $\sigma = 47\text{mN/m}$) et des gouttes d'heptane coloré dans de l'eau (Système B, $\sigma = 24.4\text{mN/m}$). On a pu ainsi mettre en évidence que la probabilité de rupture (définie comme la fraction numérique de gouttes ayant cassé sur le nombre total de gouttes injectées) était une fonction croissante unique d'un nombre de Weber global, basé sur la perte de charge maximale à travers l'orifice. Par ailleurs, le nombre moyen de fragments est une fonction croissante de ce nombre de Weber tandis que le diamètre moyen (d_{32}) de la distribution des gouttes filles diminue continûment avec l'augmentation du Weber. Ces résultats ont ensuite été implantés dans un bilan de population simplifié dans le but de prédire la distribution de gouttes filles en aval de l'orifice. La comparaison de ce modèle avec les distributions de tailles de gouttes précédentes en milieu dilué (système A) a révélé la sensibilité des résultats à la loi de distribution des gouttes filles implantée dans le modèle. La synthèse de ces résultats pour les systèmes A et B est présentée dans le paragraphe 3.1, sous la forme d'une publication en cours de révision.

Le troisième système est constitué par des gouttes d'heptane coloré dans un mélange eau-glycérol (système C). Ce système est caractérisé par une viscosité plus élevée de la phase continue ($\mu_c=4.710^{-3}\text{Pa.s}$ à 29°C) par rapport au système B ($\mu_c=8.210^{-4}\text{Pa.s}$ à 29°C). Des lois de comportement similaires aux deux précédents systèmes ont été obtenues dans ce cas, avec toutefois des différences significatives concernant la distribution des lieux de rupture (pas de rupture dans la zone à proximité de l'orifice). Ces derniers résultats sont présentés dans la section 3.2.

3.1 Drop break-up in a turbulent pipe flow downstream a restriction

Préambule

La publication présentée ci-dessous reprend dans sa première partie des éléments de bibliographie déjà présentés dans le chapitre 1 et dans son deuxième paragraphe la description de l'installation et des techniques expérimentales décrites dans le chapitre 2. Le lecteur peut donc à loisir aborder directement la troisième partie où il trouvera les résultats et leur discussion.

DROP BREAK-UP IN A TURBULENT PIPE FLOW DOWNSTREAM A RESTRICTION

¹S. Galinat, ^{1(*)}O. Masbernat, ²P. Guiraud

¹*Laboratoire de Génie Chimique* UMR 5503 CNRS/INPT/UPS, 5 rue Paulin Talabot, BP1301, 31106 Toulouse Cedex 1, France ; tel.+33 (0)5 34 61 52 52 ;

Sophie.Galinat@ensiacet.fr, Olivier.Masbernat@ensiacet.fr

²*Laboratoire d'Ingénierie des Procédés de l'Environnement*, INSA Toulouse, 135 avenue de Rangueil, F-31077 Toulouse Cedex 4, France ; tel.+33 (0)5 61 55 96 86 ;

Pascal.Guiraud@insa-toulouse.fr

³C. Dalmazzone, ³C. Noïk

³*Institut Français du Pétrole*, Division Chimie et Physico-Chimie Appliquées, 1 et 4 avenue de Bois Préau, 92852 Rueil-Malmaison Cedex, tel.+33 (0)1 47 52 60 00 ;

Christine.DALMAZZONE@ifp.fr, Christine.NOIK@ifp.fr

Abstract- This work addresses the drop fragmentation process induced by a cross-section restriction in a pipe. An experimental device of an upward co-current oil-in-water dispersed flow (viscosity ratio $\lambda \approx 0.5$) in a vertical column equipped with a concentric orifice has been designed. Drop break-up downstream the restriction has been studied with the help of a high-speed trajectography. First objective of this work deals with a global analysis of the fragmentation process for a dilute dispersion. In this context, the operating parameters of the study are the orifice restriction ratio β , the flow Reynolds number, Re and the interfacial tension, σ . Break-up domain has been first mapped on a $\beta(Re)$ graph and drop size distributions have been measured for different flow Reynolds numbers. It was observed that the mean drop diameter downstream the restriction linearly increases as a function of the inverse of the square root of the pressure drop, a behaviour in agreement with former observations of Percy and Sleicher (1983). In addition, experiments based on the observation of single drop break-up downstream the orifice have allowed to identify different break-up mechanisms, and to derive statistical quantities such as the break-up probability, the mean number of fragments and the daughter drop distribution. The drop break-up probability was found to be a monotonous increasing function of a Weber number based on the maximal pressure drop through the orifice. The mean number of fragments is a growing function of the Weber number and the reduced mean daughter drop diameter decreases as the Weber number increases. The daughter drop distributions are multimodal at low and moderate Weber number as a result of asymmetrical fragmentation processes. Statistical analysis of single drop break-up experiments was implemented in a simple global population balance model in order to predict the evolution of the size distribution across the restriction at different Reynolds numbers, in the limit of dilute dispersions.

(*) Author to whom correspondence should be addressed

Olivier.Masbernat@ensiacet.fr

I. Introduction

In petroleum recovery industry, oil extraction is often accompanied with a high water throughput. Depending on the flow geometry, mixture velocity and phase ratio, the two-liquid phase flow may be dispersed, stratified or mixed (Nädler and Mewes, 1997). In all cases, the occurrence of cross-section restrictions along the pipe (such as the choke valve at the wellhead) will enhance the dispersing process by increasing the fragmentation rate of liquid-liquid interfaces. Such a process combined with the presence of surface-active compounds, may lead to the formation of unwanted emulsions, which will make difficult the ultimate liquid-liquid separation.

Understanding and modelling the break-up process induced by a pipe restriction in a liquid-liquid dispersion is therefore an important issue in view of a better prediction of the drop size distribution and improving the scale-up and design of oil-water separators.

Liquid-liquid dispersions in stirred tanks

Experimental works dealing with the prediction of drop size in turbulent flows have mainly been carried out in stirred tanks, where a great amount of correlations have been established that describe the influence of physical properties (viscosity ratio, interfacial tension) and operating conditions (impeller rotation speed, phase ratio) on the maximum stable diameter and drop size distribution (see for example Vermeulen *et al.* 1955; Sprow, 1966; Verhoff *et al.*, 1977; Davies, 1985; Calabrese *et al.*, 1986b). In dilute turbulent agitated systems, it is well accepted that the maximum stable diameter of low viscosity dispersion decays as a -0.4 power law of the input mechanical power, in agreement with Kolmogorov-Hinze theory (Hinze, 1955). Note however that peculiar behaviours have been observed at very long mixing times, leading to a much higher value of the exponent. Baldyga and Bourne (1993) suggested to relate this behaviour to the intermittency of turbulence and extended Kolmogorov-Hinze model to account for this mechanism. In stirred tank reactors, drop size distributions generally follow a log-normal law with parameters empirically determined, although bimodal distributions have been also reported (Pacek *et al.* 1998). The effect of the dispersed phase viscosity has been introduced in the mechanical force balance as an internal dissipation term (Hinze, 1955; Calabrese *et al.*, 1986a). The influence of phase fraction has also been investigated and was found to reduce the break-up rate in turbulent dispersions (Lagisetty *et al.*, 1986; Desnoyer *et al.*, 2003). Coulaloglou and Tavlarides (1977) first attempted to model this mechanism through a damping effect of the continuous phase turbulence by the dispersed phase.

Dispersed turbulent pipe flows

Fewer investigations have considered the case of drop break-up in turbulent pipe flows (Sleicher, 1962; Swartz and Kessler, 1970; Kubie and Gardner, 1977; Karabelas, 1978; Hesketh et al, 1987; Hesketh *et al.*, 1991a and 1991b). Experimental observations tend to show that drop or bubble break-up mainly occurs in the near wall region. The most common fragmentation mechanism observed in pipe flows is similar to a “dumbbell shape” type process (Hesketh *et al.*, 1991b) which results in a formation of two daughter drops of comparable size. The maximum stable diameter has been modelled on the basis of Kolmogorov- Hinze theory (Karabelas, 1978) or Levich theory (accounting for the dispersed phase density, Hesketh *et al.*, 1987). The mean dissipation rate of turbulent kinetic energy is related to the friction factor given by the Blasius equation. It must be pointed out however that in this case, unlike isotropic turbulence, drop break-up probably results from a combination of two distinct contributions: one due to the wall mean velocity gradient responsible for drop deformation and one due to turbulence responsible for drop oscillations prior to break-up.

Drop size distributions in turbulent pipe flows of two immiscible liquids have also been studied, with dispersions previously formed in stirred tanks (Ward and Knudsen, 1967), or injected through a nozzle at the pipe entrance (Collins and Knudsen, 1970). The drop size distribution resulting from break-up along a pipe is usually well represented by a two parameter law, such as the upper limit log normal law (Karabelas, 1978; Simmons *et al.*, 1998). However, the transient character of these experimental distributions measured in finite length pipes must be kept in mind regarding the significance of the identified parameter values. As a consequence, the use of these data for the validation of numerical models should adopt an unsteady formulation (Kostoglou and Karabelas, 1998). The effect of the pipe material on the drop size has also been reported, showing that increasing wall friction factors tend to generate smaller drops (Angeli and Hewitt, 2000).

Break-up downstream pipe restrictions

The influence of singularities (pipe fittings, like expansions, contractions) on pressure losses in ducts has been rather well identified, but only few works have been devoted to their effect on the droplet size distribution in a dispersed flow. Studying the drop size distribution of a water-in-kerosene dispersion downstream a circular orifice in a pipe, Scott *et al.* (1958) proposed an empirical correlation between the interfacial area of the drop population, the pressure drop through the orifice and the dispersed phase fraction (up to 20%). In a similar device, Percy and Sleicher (1983) have conducted single drop experiments and derived the break-up probability as a function of the drop diameter with different flow velocities and pipe restriction ratios. They could thus define a drop diameter corresponding to a fraction f of broken drops, noted d_f . Their results showed that d_f was a linear function of a characteristic

length scale $L_o = \sqrt{D_o \sigma / \Delta P_{\max}}$, where D_o is the orifice diameter, σ the interfacial tension and ΔP_{\max} the maximum pressure drop through the orifice (vena contracta).

Similar results have been obtained by van der Zande and van den Broek (1998) in a much smaller range of characteristic length L_o (higher dissipation rate). They identified a larger value of the proportionality constant for the estimation of d_{100} (drop diameter above which 100% of drops breaks). A possible explanation of the difference with Percy and Sleicher's results could be the high-dispersed phase viscosities studied by van der Zande and van den Broek compared with that of Percy and Sleicher. Although they considered the effect of that parameter, van der Zande and van den Broek preferred to refer to the difference of range of flow parameters between both studies.

Inertial break-up modelling

In order to predict the drop size distribution in turbulent dispersed flows, constitutive laws for break-up rate and daughter drop distribution have been developed. Population balance models have been extensively used (Valentas and Amundson, 1966; Coulaloglou and Tavlarides, 1977; Narsimhan *et al.*, 1984; Hesketh *et al.*, 1991a; Tsouris and Tavlarides, 1994; Kostoglou and Karabelas, 1998) with a wide variety of statistical models for drop break-up and coalescence rates. A rather exhaustive review of inertial break-up models in steady homogeneous isotropic turbulent flows can be found in a recent paper of Lasheras *et al.* (2002). Most of the models developed express the break-up rate as a function of a break-up probability or efficiency and a characteristic time imposed by the turbulence spectrum. The break-up probability is derived from Kolmogorov-Hinze theory (Hinze, 1955) which postulates that only energetic eddies smaller than or equal to the drop diameter may contribute to the drop break-up. The break-up probability is therefore a decreasing function of the ratio between the drop surface energy (that tends to restore the drop towards spherical shape) and the available amount of turbulent stress acting on the drop. A common expression for drop break-up probability is given by:

$$P(d, \varepsilon) = \exp(-k/We') \text{ with } We' = \frac{2\rho_c \varepsilon^{2/3} d^{5/3}}{\sigma} \quad (1)$$

in which ε is the dissipation rate of turbulent kinetic energy, d the drop diameter and ρ_c the continuous phase density.

Daughter drop size distribution

It is common to assume binary break-up in turbulent flows although some authors proposed multiple breakage models (see for instance Chatzi and Kiparissides, 1995). A wide variety of unimodal daughter drop distribution has been proposed with a lot of discrepancy among them and there is no real consensus around some specific laws. Normal or beta

distributions centered around the daughter drop diameter d_d corresponding to an equal size splitting ($d_d/d \cong 0.8$ or $(d_d/d)^3 = 0.5$) have been widely used (Valentas and Amundson, 1966; Coulaloglou and Tavlarides, 1977; Konno *et al.*, 1983). Considering the production of surface energy after break-up and taking advantage of the experimental findings of Hesketh *et al.* (1991a) in turbulent pipe flows, Luo and Svendsen (1996) have proposed a U-shaped daughter drop pdf with the *minimum* located at $(d_d/d)^3 = 0.5$. Martinez-Bazan *et al.* (1999) have developed a new daughter drop pdf model resulting from binary break-up on the base of more physical grounds. The probability is assumed to be proportional to the product of excess stresses associated with the two drop diameters formed. This model predicts a bell-shaped normalized distribution with the maximum of the pdf located at $(d_d/d)^3 = 0.5$, that shows a strong dependency upon the dissipation rate and the mother drop diameter. Their approach is very similar to that proposed by Konno *et al.* (1980), but the final beta function obtained by these authors is independent of the turbulence level. We refer the reader to the review of Lasheras *et al.* (2002) for a more complete discussion and comparison of the different daughter drop density functions. Overall, daughter drop distributions laws are identified by comparison of population balance models with experimental data, that is to say with experimental drop size distributions measured at different global Weber numbers. This is obviously not the most appropriate way to validate the form of the daughter drop distribution since it cannot be discriminated from the break-up rate law adopted in the model. It seems more relevant to measure the daughter drop distribution from the statistics of single drop experiments. Unfortunately, such measurements in turbulent flows that could help to correctly model daughter drop size distributions are really missing. Moreover, regarding the variety of break-up mechanisms in viscous flows (Stone, 1994; Mietus *et al.*, 2002), one may have serious doubts about the representativeness of binary break-up, symmetrical or not. Within a given range of drop size and turbulent time scales, it seems reasonable to consider that in general case, the daughter drop size distribution as well as the number of fragments produced should be function of the local Weber number.

Despite the large number of studies dealing with break-up and drop size distribution prediction in turbulent liquid-liquid dispersions that can be found in the literature, a detailed and complete description of break-up mechanisms in turbulent flows is not yet available (see the review of Risso, 2000). This consideration justifies the motivation for basic experiments in which statistical quantities of interest will be measured and modelled in view of the development of realistic population balance models. This paper is in keeping with that concern and presents some experimental results on drop break-up downstream a restriction in a vertical turbulent pipe flow. In that aim an experimental device has been designed to study break-up of both single drops and liquid-liquid dispersions at various concentrations. In this paper, we present the results obtained with single drop experiments, restricting the analysis to a global scale, that is to say within a finite flow volume downstream the restriction. A more refined analysis of break-up phenomenon at a local scale (drop scale) will be presented in

another paper in progress. The experimental set-up, flow parameters and measuring techniques are presented in section II. Break-up domains and qualification of this device are first examined in section III.1. Single drop experiments are discussed in III.2, starting with the qualitative analysis of drop deformation and break-up downstream the orifice. Quantitative results concern the break-up probability, daughter drop size distribution and number of fragments, which are modelled and compared with available results from the literature.

II. Experimental

II.1 Experimental device and liquid-liquid systems

Phase system

Two liquid phase systems with two different interfacial tensions have been studied in the present work. In both systems, the continuous phase is tap water. In the first system (the dispersed phase is n-heptane (purity 96%). In the second system, a red dye not soluble with water (red Sudan IV) has been added to the n-heptane allowing to decrease the interfacial tension without modifying the viscosity and the density of the liquid phases. This red dye naturally acts as a surfactant. This means that possible Marangoni effect driven motion may occur during drop deformation and break-up and considerably affect the experimental observations of this phenomenon (such as “tip streaming” effects analysed by Janssen *et al.*, 1994). However, due to the short time scale of the break-up process in the turbulent zone downstream the restriction, it is thought that such surface driven flows occurring at much larger time scale will not interfere with break-up mechanism. In order to reduce this effect, the red dye concentration (0.05g/l) has been chosen close to the CMC. Therefore, the initial equilibrium interfacial tension of the second system can be considered as locally constant during the break-up process. The video recording of break-up with coloured n-heptane drops confirmed this assumption and no peculiar effect on the drop deformation could be noticed with this system. The physical properties of these fluids are given in Table 1 at a temperature of 29°C (operating temperature).

	liquid phase	density ρ (kg/m ³)	viscosity μ (Pa.s)	interfacial tension with water σ (N/m)
dispersed	heptane	683.7	$4.5 \cdot 10^{-4}$	$47 \cdot 10^{-3}$
	coloured			$23.6 \cdot 10^{-3}$
continuous	water	996	$8.2 \cdot 10^{-4}$	

Table 1: Physical properties of liquid-liquid systems at $T=29^\circ\text{C}$.

Experimental device

A schematic of the liquid-liquid loop is shown in Figure 3.1. The experimental device consists of an upward co-current dispersed liquid-liquid flow in a vertical cylindrical pipe of 3cm diameter and 1m high. The restriction is located at a distance of 0.4m from the base of the pipe. It's a 5mm thick circular concentric orifice clipped in a groove which can be easily removed, allowing to study different restriction ratios $\beta = D_o/D$ (1/3; 1/2; 2/3).

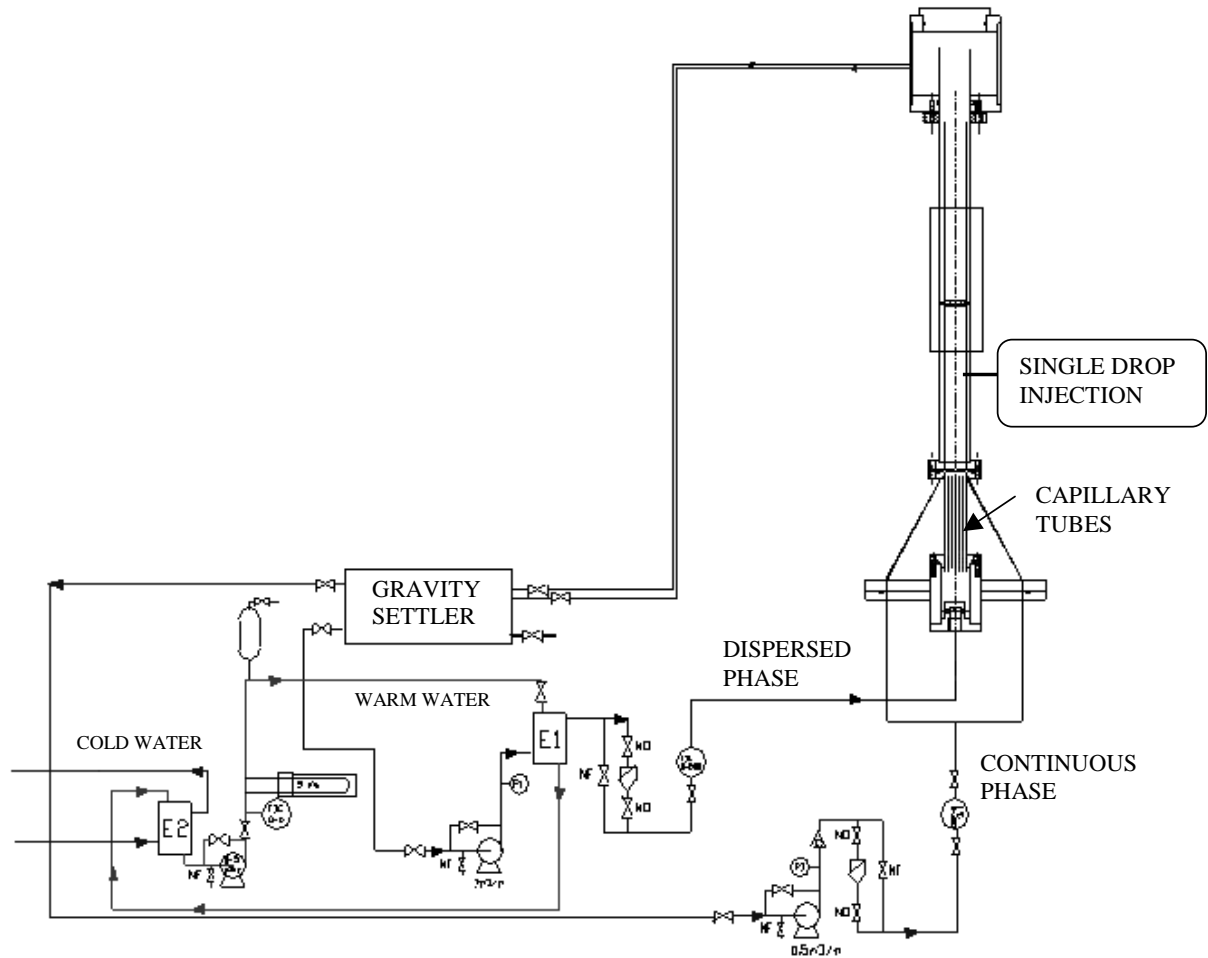


Figure 3.1: Experimental facility

In view of implementing optical techniques (such as high speed video recording), the duct material is made of transparent polymer (PMMA). A 30cm high square section box filled with the carrier fluid phase (water in these experiments) has been mounted around the column in order to reduce optical distortions. The continuous phase enters the duct via a stainless steel conic convergent section, with flow velocity ranging from 0 to 0.4m/s. When working with dispersed flows, the dispersed phase is continuously fed in the column through 73 stainless steel capillary tubes of 1mm inner diameter, mounted inside the convergent section. The resulting dispersion exhibits a narrow size distribution with averaged diameter ranging

between 2 and 3 mm, depending on both the continuous phase and dispersed phase flowrates. In most of the test cases, the drop formation results from regular jet break-up at the capillary tube outlet. The corresponding drop terminal velocity ranges between 0.11m/s and 0.15m/s (calculated on the base of Shiller and Naumann correlation). With a given continuous phase velocity of 0.2m/s, the maximum dispersed phase volume fraction of the dispersed liquid-liquid flow generated upstream the orifice can be as high as 40%. Note that due to the drop size uniformity and homogeneous phase distribution at the dispersed phase injection, inter-drop coalescence upstream the orifice is never observed. At the duct outlet, the two phases are continuously separated in a 35L gravity box settler and sent back to the pumps, allowing the establishment of a steady dispersed flow in the column.

Single drop experiments have been achieved with the help of another injection system located at 0.2m from the base of the column. Drops were injected in the duct via a capillary tube (1mm diameter), mounted perpendicularly to the duct wall and connected to a 2mL graduated syringe controlled with an electric pump.

A secondary heated water loop allows the temperature control in the duct, with a precision of 0.1°C, thanks to a heat exchanger. The operating temperature of all experiments has been set to 29°C (this value corresponds to the refractive index matching temperature when working with n-heptane/water-glycerin mixture dispersions at high concentration. This series of experiments is not discussed here).

A second column identical to the first one and equipped with pressure taps connected to a differential pressure transducer has been used to achieve pressure drop measurements across the orifice.

Flow parameters

The experimental test cases for both interfacial systems are reported in **Table 2**. For all studied cases, the flow is turbulent before the restriction, the flow Reynolds number ranging from 4000 to 13000. The flow velocity in the orifice ranges between 0.4 and 1.4m/s. The corresponding extensional velocity gradients (based on a constant orifice thickness of $5 \cdot 10^{-3}$ m) are between 40 and 200 s^{-1} , a range that is most likely higher than the actual one. The maximum particle Reynolds number value based on this strain rate ($\text{Re}_p = \rho_c (\dot{\gamma} r) d / \mu_c$), is obtained with the highest values of the strain rate (200 s^{-1}) and drop radius (1mm), is close to 500. The maximum Weber number ($We = \rho_c (\dot{\gamma} r)^2 d / \sigma$) corresponding to these conditions is equal to 3.32. This value is close to 2.76, the theoretical value of the critical Weber number derived from the calculation of Miskis (1981) at infinite Reynolds number (and later confirmed by the numerical study of Ryskin and Leal (1984) for an axisymmetric steady straining flow. Therefore, on the base of this estimation, drop break-up caused by flow streamwise acceleration across the restriction is not likely to occur in the range of the flow parameters investigated in the present experiments.

σ (mN/m)	$\beta=D_o/D$	U (m/s)	0.118	0.177	0.236	0.275	0.314	0.354
		Re	4250	6400	8600	10000	11500	12900
47	1/2	U_o (m/s)	0.472	0.708	0.944	1.100	1.256	1.416
		ΔP_{\max} (Pa)	173	363	566	706	871	1120
	1/2	U_o (m/s)		0.708	0.944			
		ΔP_{\max} (Pa)		363	566			
23.6	2/3	U_o (m/s)		0.398	0.531		0.706	0.796
		ΔP_{\max} (Pa)		88	151		251	321

Table 2: Flow parameters for both liquid-liquid systems

The maximum capillary number value based on this strain rate ($Ca = \mu_c \dot{\gamma} r / \sigma$) is obtained with the highest values of the strain rate (200s^{-1}) and drop radius (1.5mm) and the smallest interfacial tension (23.6mN/m), leading to $Ca_{\max}=1.04 \cdot 10^{-2}$. The viscosity ratio being close to 1/2, such a value is 10 times smaller than the critical value of the Capillary number (regarding drop break-up) in steady extensional flows (Stone, 1994). Therefore, on the base of this estimation, drop break-up caused by flow streamwise acceleration across the restriction is not likely to occur in these experiments.

The pressure drop profiles across the orifice have been reported in Figure 3.2. As expected, they exhibit a maximum which is here measured at one pipe diameter downstream the orifice.

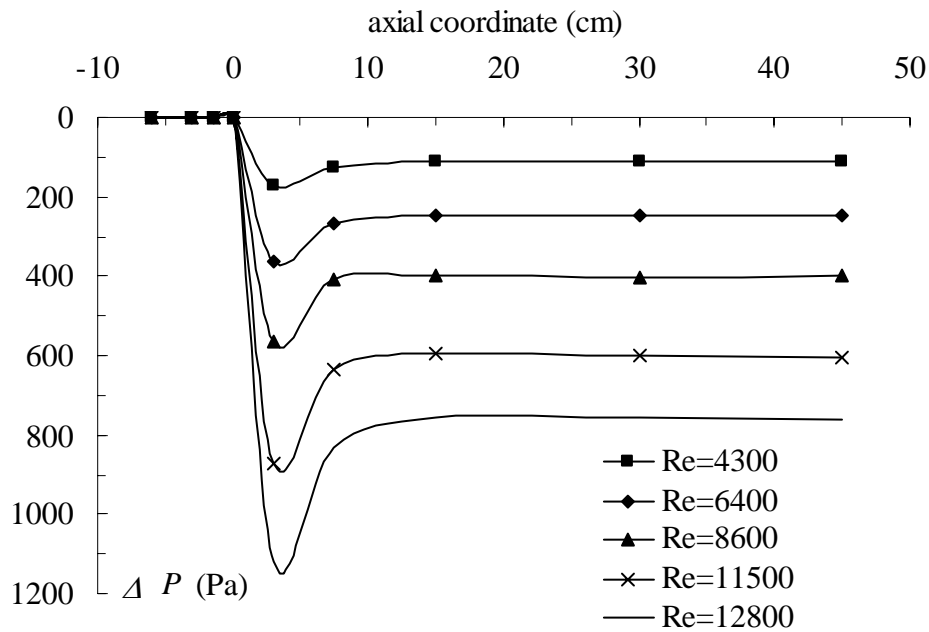


Figure 3.2: Pressure drop axial profiles across the orifice ($\beta = 1/2$). Single phase flow of water. The orifice location corresponds to $x=0$.

Note however that the axial position of the “vena contracta” is a function of the Reynolds number and of the restriction ratio. In the range of Re and β investigated in this work, this measurement can be judged as representative of the maximum pressure drop. The values of the maximum pressure drop measured across the orifice have also been reported in **Table 2**. They vary with a ratio from 1 to 13, allowing a wide range of variation ratio of the global dissipation rate from 1 to 25-30, and thus a broad domain for the observation and the modelling of drop break-up. The maximum pressure drop is well correlated by the classical relation (Perry, 1998) as a function of the restriction ratio β and the cross-section velocity U in the pipe:

$$\Delta P_{\max} = \frac{1}{C_{Do}^2} \frac{1}{2} \rho U^2 \left(\frac{1}{\beta^4} - 1 \right) \quad (2),$$

where the orifice coefficient C_{Do} values varies between 0.8 and 0.9 when $0.5 < \beta < 1$ and is equal to 0.7 when $\beta=0.33$, independently from the flow Re in the range investigated.

II.2 Image recording and processing

High-speed video system

The observation of rapid interfacial phenomena such as drop break-up in turbulent flows requires the use of high-speed video camera. A halogen light source (1000W) has been used to enlighten the zone of interest from the rear face of the duct with respect to the camera plane. Drop motion and deformation downstream the orifice have been recorded with a black and white high-speed video camera (HCC1000), at a rate of 456.2 frames/s. A video image acquisition system stored the camera output signal into the ram of a PC. Due to the flow geometry, a 1024x256 pixels image format was selected. The corresponding field size was a 3x12cm² rectangular zone. For all test cases, it was verified that the length of this field was large enough to capture all break-up events downstream the restriction. With these parameters, a maximum record length of 1 second could be stored for each acquisition, a duration well above the maximum residence time of the drops inside the measurement zone. The camera shutter exposure time was set to 0.13ms in order to reduce image fuzziness due to drop displacement. As an example, during the frame grabbing, the maximal displacement of a drop of 2mm diameter moving at a velocity of 1m/s, can be estimated to 6.5% of its diameter, which roughly corresponds to 1 pixel. The camera is focused on the central plane of the pipe at a distance of 1m, allowing a reasonable depth of focus (focal length 60mm and diaphragm aperture of 2.8).

Image analysis

Image analysis was developed to determine drop main characteristics, such as their size and shape, their trajectography (location of the drop centre of mass), break-up events and locations and the number of fragments resulting from break-up. Using the image processing

library of software Visilog 5, drops are first identified and analysed on each image. In the case of n-heptane drops, the application of an automatic processing is not possible due to the local variation and the low level of contrast between the drop contour and the background grey levels. With this system, images were processed individually and the analysis was limited to the determination of break-up events and drop size.

In the case of single drop experiments with coloured drops, thanks to a better grey level contrast, an image-processing algorithm has been developed following three steps. A background subtraction (of a reference image) is first applied in order to remove all fixed objects. A thresholding technique is then used to detect the drop contour. Residual noise in the images may be filtered by applying a morphological opening. The remaining objects (drops) are finally labelled and their geometric properties analysed (area, perimeter, moment of inertia). For each experimental test case (flow Reynolds number and restriction ratio), samples of 50 to 80 drops have been processed. The drop volume detached from the syringe nozzle is not constant depending on the carrier flow velocity and initial injected drop diameter globally varies between 2 and 3mm.

Prior to the single drop experiments size, the behaviour of a dilute n-heptane/water dispersion through the restriction was analysed, and the size distribution upstream and downstream the orifice has been determined by measuring 100 drop diameters before the restriction and 300 drop diameters after the restriction (sampled from 20 non consecutive images). The accuracy of drop size measurements has been estimated to 4%, by comparison with a fixed known size sphere filmed inside the column.

III. Results and discussion

III.1 Preliminary results

The experimental set-up has been first qualified regarding the break-up domain, that is to say the range of operating parameters for which break-up occurs, and the influence of the flow restriction on the drop size distribution of a dilute n-heptane/water dispersion. In that context, the operating parameters of the study are the orifice restriction ratio, β , and the flow Reynolds number in the pipe, $Re = DU\rho_c/\mu_c$.

Break-up domain has first been mapped on a $\beta(Re)$ graph (Figure 3.3). Dilute dispersion of n-heptane have been continuously fed in the column at a constant low flowrate and for a given orifice size. The flowrate of the continuous phase was gradually increased until break-up was observed downstream the orifice. The upstream drop size distribution varied between 2 and 3mm and the dispersed phase concentration was approximately ranging between 1.7 and 3%. The resulting critical curve for break-up observed in Figure 3.3 is consistent with our expectations: when Re increases, break-up occurs for larger values of the restriction ratio β .

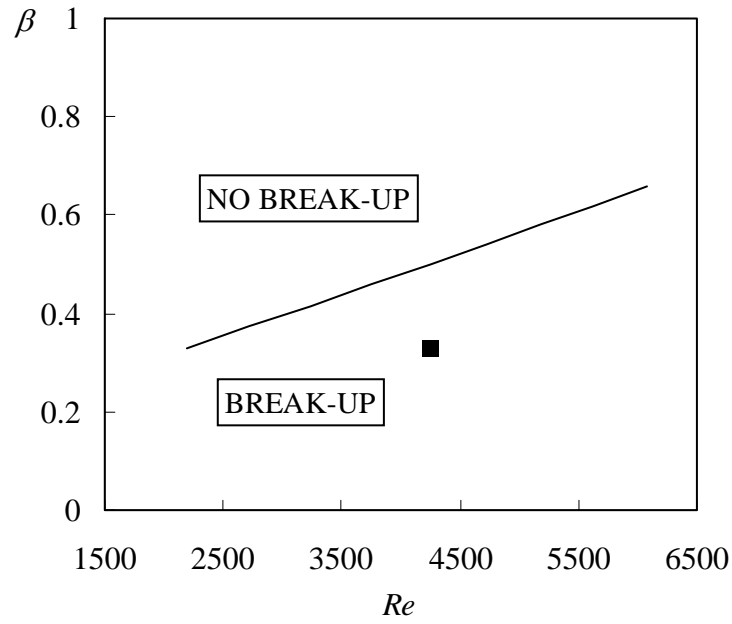


Figure 3.3: Break-up map as a function of the restriction ratio β and flow Reynolds number Re , for a dilute dispersion ($1.7 < \phi < 3\%$, n-heptane/water system). The black symbol refers to the flows parameters of Figure 3.4.

Although only valid for the n-heptane/water system ($\sigma=47\text{mN/m}$), Figure 3.3 exhibits a rather large domain in β as well as in Re range for the occurrence of drop break-up, a result which validates the design of the experimental device. Figure 3.4 illustrates an example of intense break-up produced by a restriction ratio $\beta=1/3$ at $Re=4250$ (displayed in Figure 3.3).



Figure 3.4: Visualisation of break-up through the orifice ($U=0.118\text{ m/s}$, $\phi=1.5\%$, $\beta=1/3$).

The very good uniformity of the drop size distribution delivered by the injection system can be also appreciated on this picture. In this case however an accurate determination of the drop size distribution downstream the orifice is not achievable. Drop size distributions upstream and downstream the restriction have been measured at different flow Reynolds numbers Re (ranging between 0 and 12000) with a fixed restriction ratio ($\beta=0.5$) and are reported in Figure 3.5a and 3.5b. In all experiments, the n-heptane flowrate is fixed at 18L/h. Increasing the continuous phase velocity tends to decrease the upstream drop size but the narrowness of the distribution slightly increases too (with a maximum frequency that increases from 0.4 to 0.55 when Re increases from 0 to 12000). Occurrence of break-up broadens the drop size distributions (black bars) at low Re (Figure 3.5a), then the downstream distributions tend to become narrower again at high Re (Figure 3.5b). With the largest flow velocity studied ($Re=11500$), almost no drop size of the upstream distribution remain in the downstream distribution. Note that the narrowing effect is amplified by the representation of the distributions on a linear diameter scale. However, this effect still remains when using a class width distribution following a $2^{1/3}$ ratio geometrical series, suggesting the existence of different fragmentation mechanisms at low and high Re .

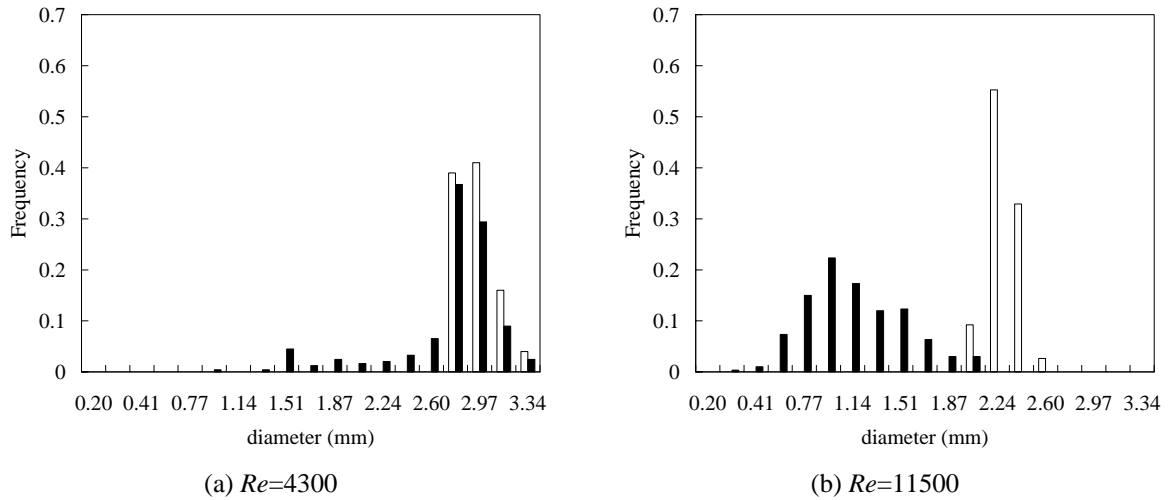


Figure 3.5: Drop size distributions upstream (white bars) and downstream (black bars) the orifice ($\beta=1/2$) for dilute dispersions ($1.7 < \phi < 3\%$) and different flow Reynolds number.

The evolution of the mean Sauter diameter as a function of Re is reported in Figure 3.6. Vertical bars are equal to twice the rms values of the measured distributions. At zero continuous phase velocity, the drop mean diameter formed at the injection section is 3.2mm and decreases down to 2.2mm at the highest flowrate. Beyond $Re=4250$, the mean drop diameter downstream the restriction is a strong decreasing function of the flow Re . As Re is increased, the drop size distribution rms (length of the bars) goes through a maximum around $Re=6400$.

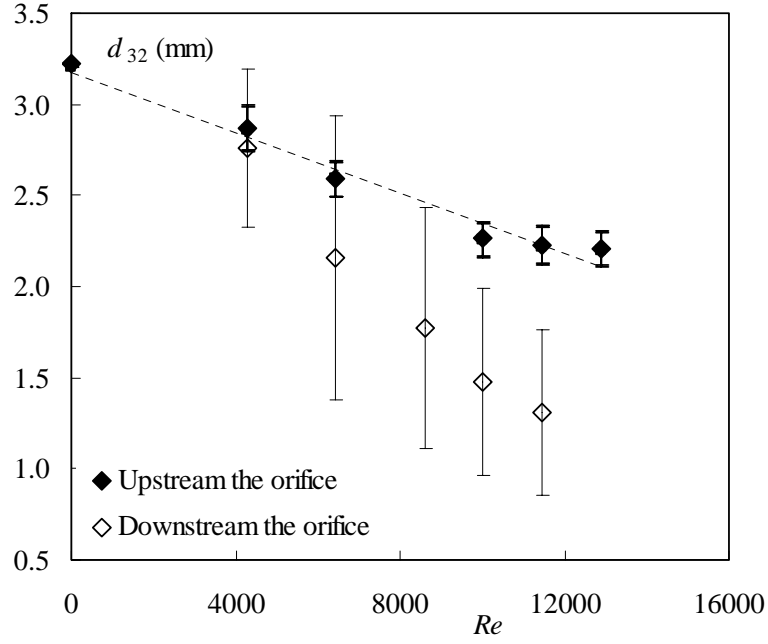


Figure 3.6: Sauter-mean diameter d_{32} and standard deviation σ_{32} (vertical bars) upstream and downstream the orifice ($\beta=1/2$) as a function Re , for a dilute dispersion ($1.7 < \phi < 3\%$).

These data have been compared with the global scaling law proposed by Percy and Sleicher (1983), who considered a critical Weber number defined as:

$$We_{crit} = \frac{(\Delta P_{max}/D_o)d_0^2}{\sigma}, \quad (3)$$

where d_0 is the drop maximum stable diameter. Therefore, according to equation (3), the maximum stable diameter should vary as:

$$d_0 = C_0 \sqrt{\frac{D_o \sigma}{\Delta P_{max}}} \quad (4)$$

This diameter is the maximum value below which the break-up probability is zero. Percy and Sleicher also tested this relation for each diameter class d_f corresponding to a probability f ($0 < f < 1$) of break-up through the orifice. They could regroup their results under the following law:

$$d_f = C_f \sqrt{\frac{D_o \sigma}{\Delta P_{max}}} \quad \text{with } C_f = 0.32 + 2.8f \quad (5)$$

The evolution of the Sauter diameter d_{32} and the d_{95} of the drop size distributions downstream the restriction with the characteristic length $L_o = \sqrt{D_o \sigma / \Delta P_{max}}$ have been plotted in Figure 3.7. Both d_{32} and d_{95} diameters increase linearly with L_o and their respective slopes are between the d_0 (0.32) and d_{100} (3.1) slopes found by Percy and Sleicher. Note that d_{95} taken

out from the distributions cannot be fully considered as representative of d_{100} (100% break-up probability), and the comparison with Percy and Sleicher's results is only qualitative from this point of view. The linear behavior of d_{32} seems also to be consistent with relation (5), provided that the daughter drop diameters issued from break-up are greater than d_0 . Using the same approach, van der Zande and van den Broek (1998) have identified a larger value of the coefficient for the d_{100} (5.4). We point out here that any quantitative comparison based upon a global parameter such as the maximum pressure drop must be done in similar flow geometry, requiring at least constant values of the orifice coefficient C_{D_o} .

These preliminary results have shown the ability of the device to generate drop break-up in a wide range of flow parameters and the drop size scaling parameters are consistent with experimental data from the literature.

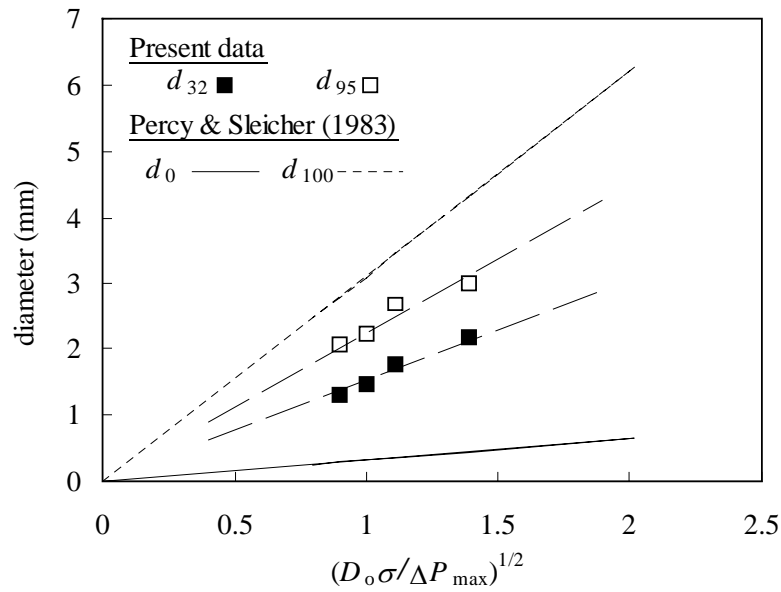


Figure 3.7: Sauter-mean and d_{95} diameter downstream the restriction as a function of $(D_o \sigma / \Delta P_{\max})^{1/2}$, for a dilute dispersion ($1.7 < \phi < 3\%$); comparison with experimental data of Percy & Sleicher (1983).

III.2 Single drop break-up

In this section, we focus our analysis on single drop break-up experiments through the restriction, following the image processing described in section II.2. This analysis provides a better understanding of the fragmentation mechanisms behind the orifice at a local scale as well as the derivation of relevant statistical quantities whose modelling has been discussed in the frame of available theories, as mentioned in the introductory section of the paper

Observations of the fragmentation process

Locations of drop-break-up events are represented in Figure 3.8 for both systems (heptane dispersed in water, $\sigma = 47 \text{ mN/m}$, and dyed heptane in water, $\sigma = 23.6 \text{ mN/m}$) and for

a broad range of flow velocities ($4300 < Re < 10600$). In case of successive break-up, only the location of first break-up has been plotted. This map clearly shows that drops are either breaking right after the orifice along the line of highest velocity gradient or in the turbulent diffusion zone of the jet.

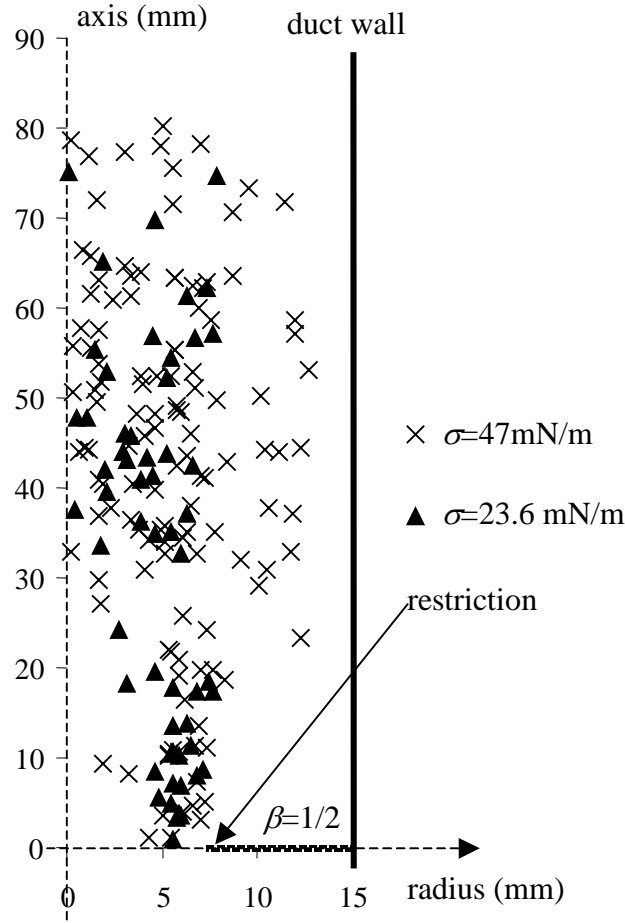


Figure 3.8: Drop break-up locations downstream the orifice.

Almost no break-up is observed in the recirculation zone behind the orifice and in the core of the homogeneous jet flow downstream the orifice, which confirms the idea that the flow streamwise acceleration cannot be responsible for break-up in the present experiments. Drops travelling in the core of the jet undergo quasi-symmetrical shape oscillations without breaking. A typical sketch of this case is illustrated in Figure 3.9 with a 2.8mm drop of dyed n-heptane in a 0.18 m/s water flow ($\beta = 1/2$). The drop flattens at the orifice outlet then smoothly oscillates according to its natural frequency second mode (Lamb, 1932), before entering the zone of developed turbulence. In the near orifice region, relaxation effect induced break-up (such as end-pinching mechanism described by Stone and Leal (1989) or Mietus *et al.* (2002)) due to unsteady extensional flow has not been either observed.



(a) Time t



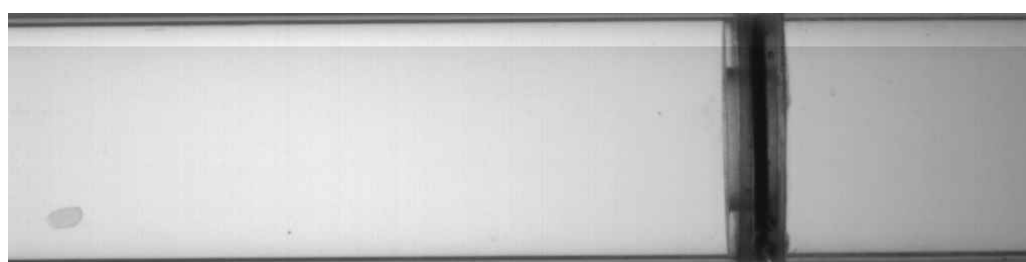
(b) $t+33\text{ms}$



(c) $t+66\text{ms}$



(d) $t+99\text{ms}$



(e) $t+132\text{ms}$

Figure 3.9: Video sequence of a drop trajectory through the restriction with no break-up ($\beta=1/2$, $Re=6400$).

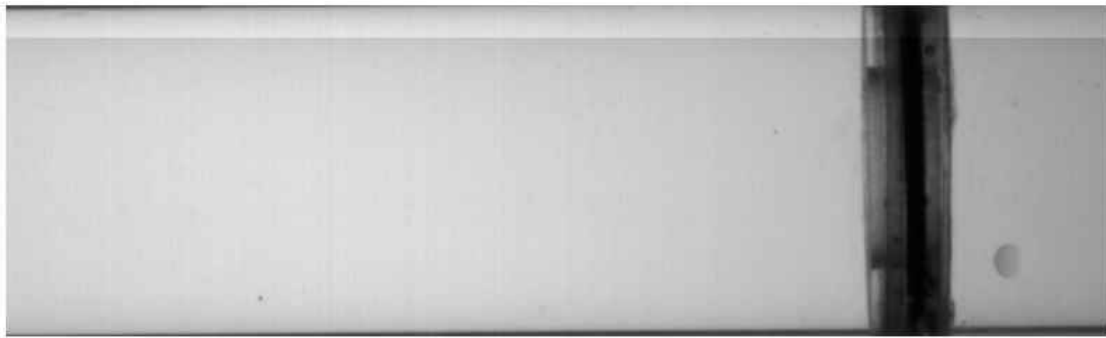
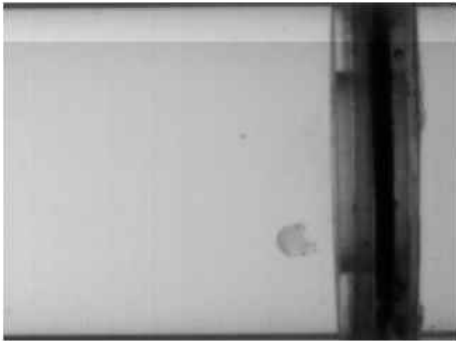
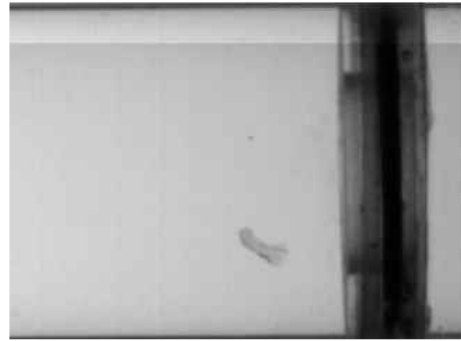
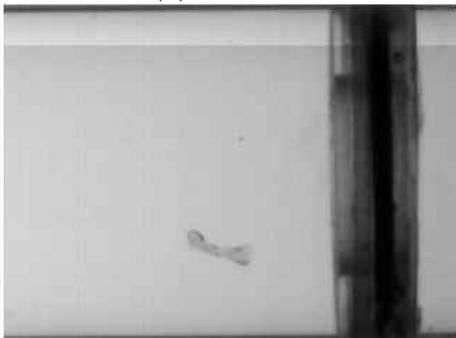
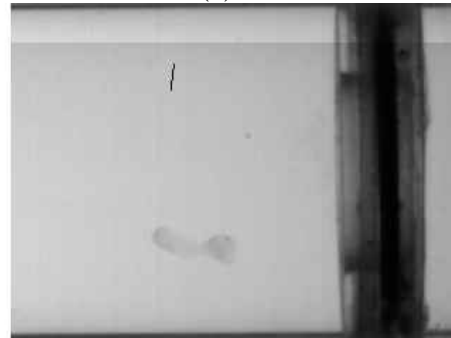
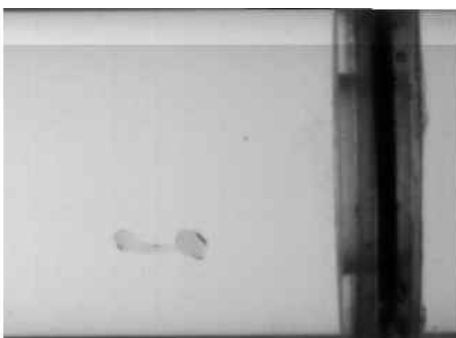
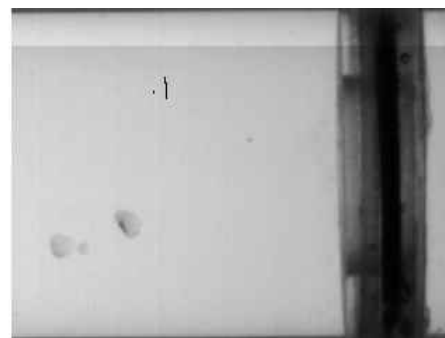
(a) Time t (b) $t+22\text{ms}$ (c) $t+26.4\text{ms}$ (d) $t+30.8\text{ms}$ (e) $t+35.2\text{ms}$ (f) $t+39.6\text{ms}$ (g) $t+48.4\text{ms}$

Figure 3.10: Video sequence of drop break-up right after the restriction ($\beta=1/2$, $Re=6400$).

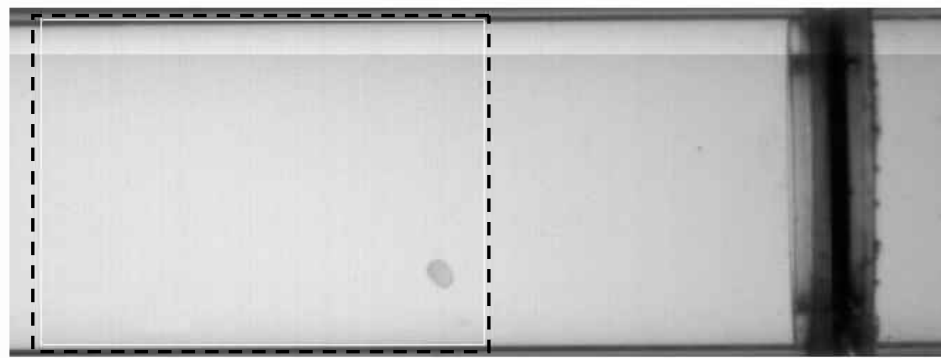
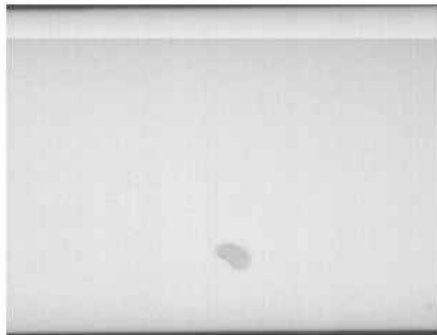
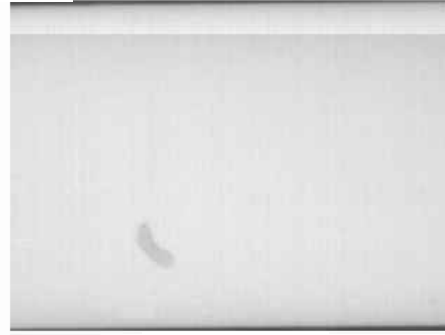
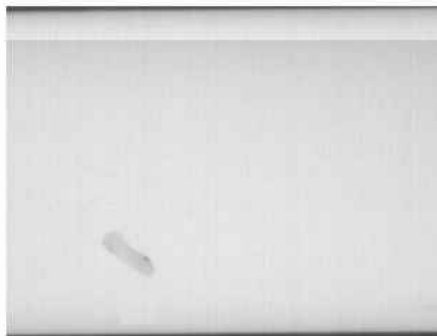
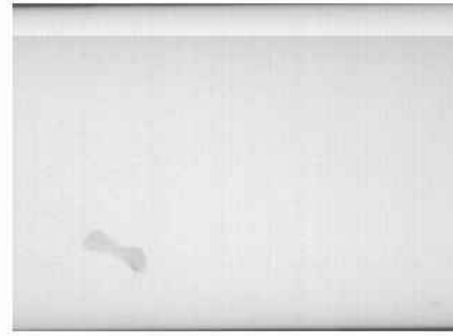
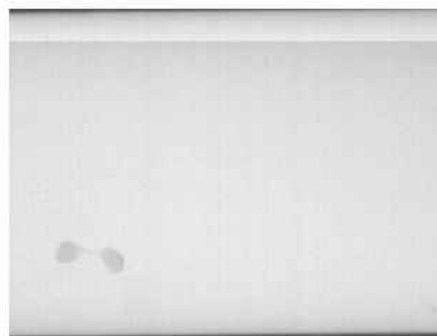
(a) Time t (b) $t + 33\text{ms}$ (c) $t + 48\text{ms}$ (d) $t + 53\text{ms}$ (e) $t + 57\text{ms}$ (f) $t + 64\text{ms}$ (g) $t + 66\text{ms}$

Figure 3.11: Video sequence of drop break-up far downstream the restriction ($\beta=2/3$, $Re=6400$). Pictures (b) to (g) correspond to the delimited region (dotted line) in picture (a).

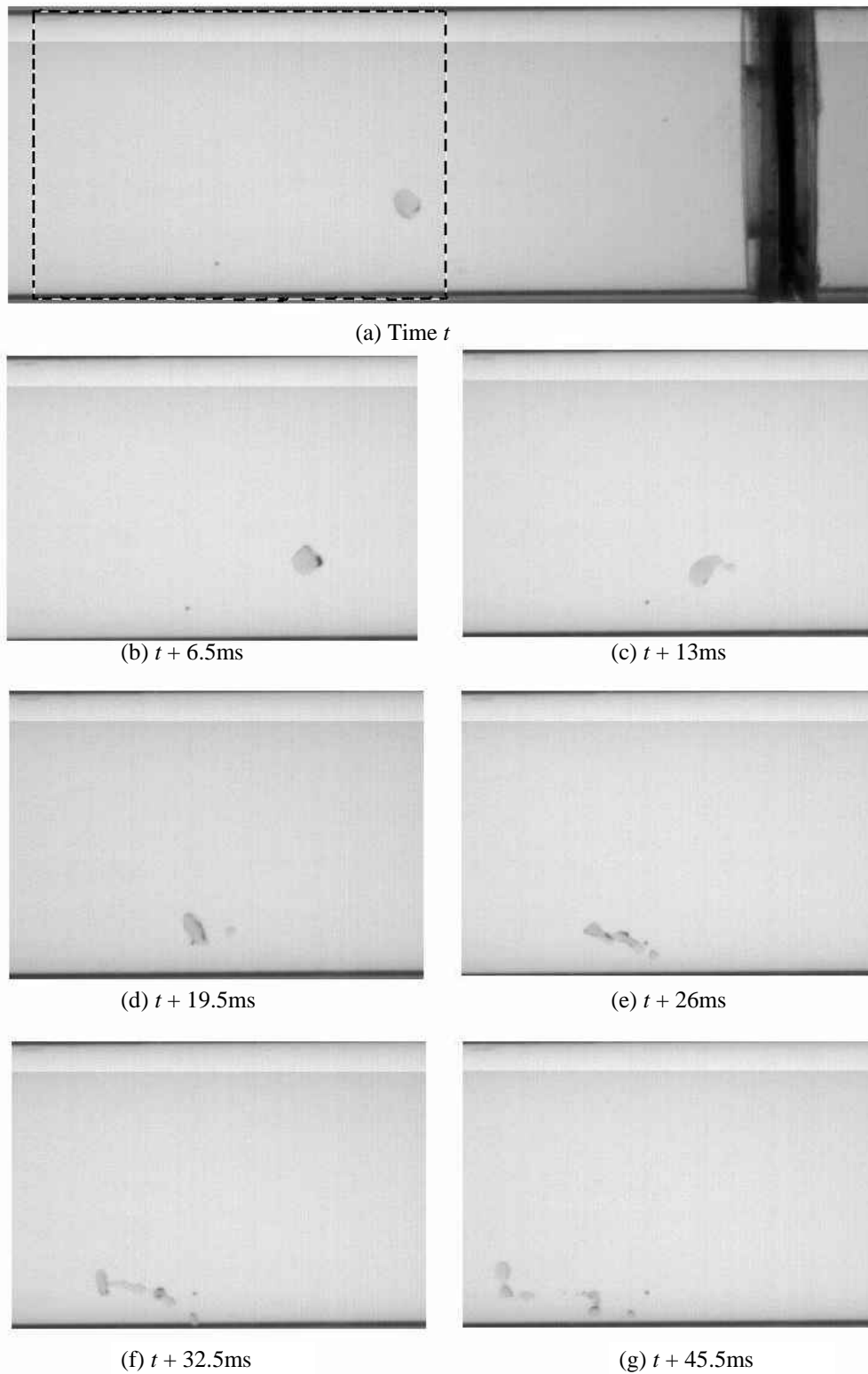


Figure 3.12: Video sequence of drop break-up far downstream the restriction ($\beta=1/2$, $Re=8600$).

Instead, drop break-up in the near orifice region seems to be caused by the velocity gradient at the orifice outlet as illustrated in Figure 3.10. The drop is abruptly stretched and its

inclination with respect to the flow axis clearly indicates that it experiences a transverse velocity gradient. The break-up often produces two large drops of comparable size, with one or two smaller drops formed by the break-up of the central filament. The occurrence of break-up in this area can be explained by the maximum value of the velocity radial gradient in this part of the flow, which needs to be identified by specific flow measurements (such as high speed PIV). On these images, it also appears that prior to undergo this intense shear rate, drops have a pre-deformed shape at the orifice outlet.

Most of break-up events occur in the downstream flow at an axial distance greater than one pipe diameter. Two typical sequences of drop break-up in this area are shown in Figure 3.11 and Figure 3.12. In both sequences, the drop breaks under the action of coherent turbulent structures issued from the jet velocity gradient diffusion layer. Figure 3.11 is a typical sequence from a break-up at low turbulence level ($Re=6400$, $\beta=2/3$) where the drop is captured and stretched while rotating in the eddy and finally breaks into two main fragments with a smaller fragment. Despite the resemblance of this break-up mechanism with viscous break-up in pure shear flow (Grace, 1982; Bentley and Leal, 1986; Janssen *et al.*, 1994), break-up conditions are quite different here. The range of particle Reynolds number is much higher so that break-up is driven by inertia effects (mean gradient and/or turbulence). Second, the existence of a pre-deformation of drops entering the flow in the vicinity of the orifice walls must play some role in the break-up process, even though such an effect cannot be studied separately with the experimental set-up.

Figure 3.12 shows a sequence of drop break-up at a higher turbulence level ($Re=8600$, $\beta=1/2$). The mechanism is similar to the former one, except that multiple break-up is observed in most of the cases, leading to the formation of several daughter drops. As the turbulence is increased, the drops surface appears more corrugated. Protuberances grow from the drop surface and one or two smaller drops first separate from the main body, which keeps on stretching and finally splits in several smaller drops. These break-up sketches are in agreement with former observations in developed turbulent pipe flow (Swartz and Kessler, 1970). Therefore, it seems that there is a close relationship between the number of fragments produced and the level of turbulence generated downstream the restriction. It is interesting to note that drops trajectories are not rectilinear and migrate towards the wall as they are deformed.

Break-up probability

For a given set of flow parameters (Re , β , σ), break-up probability is defined as the ratio between the number of broken drops and the total number of injected drops of a given size. As already mentioned, the diameter of injected drops is not fully determined by the syringe pump parameters (injected volume, displacement rate). Due to the flow around the injection capillary, the injected drop diameter is a random variable which has to be measured from the high speed film upstream the orifice. This is particularly true for drops that break

before passing through the orifice (large drops at high Re). Therefore, in a series of single drop experiments, the drop diameter of injected drops is not *a priori* a fixed parameter and drop break-up probability is defined per diameter classes of injected drops, which ranges between 1.5 and 3mm (the width of each class is 0.25mm). Note that as a consequence of the random character of the injected drop diameter, the sample size in each diameter class is not constant.

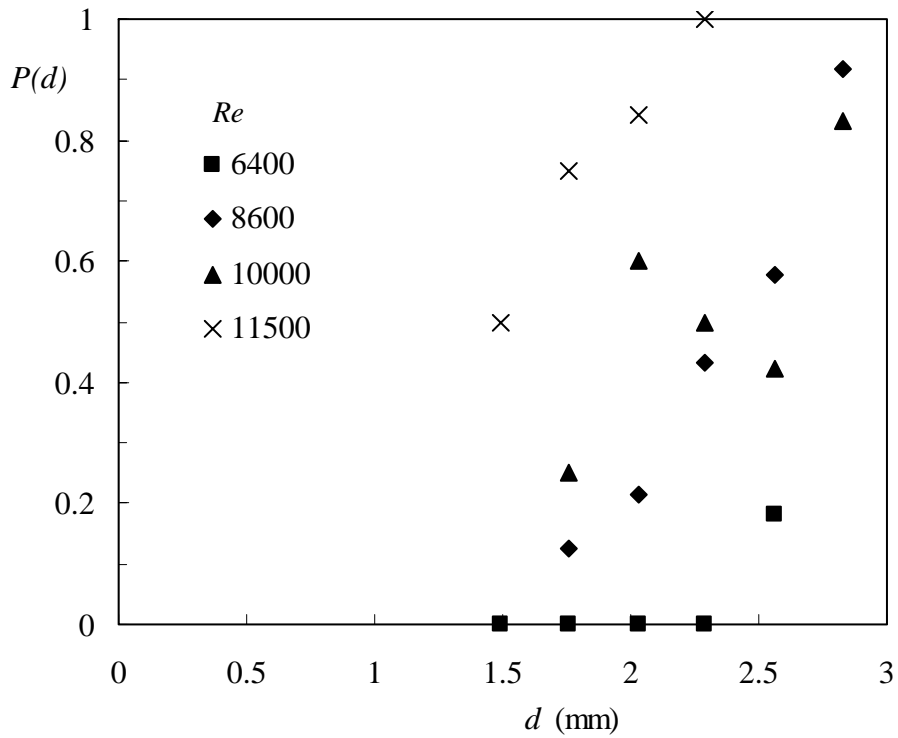


Figure 3.13: Drop break-up probability as a function of the drop diameter, for different Reynolds number ($\beta=1/2$, $\sigma=47\text{mN/m}$).

Drop break-up probability as a function of drop diameter classes is reported in Figure 3.13 with the n-heptane/water system ($\sigma=47\text{mN/m}$) at different flow Reynolds number. As a general trend, the fraction of broken drops linearly increases with the drop diameter and increases with the flow velocity (in agreement with Percy and Sleicher's results). The same evolution has been obtained with the lower interfacial tension system, the break-up probability being larger than with the n-heptane/water system. Break-up probability is measured within a volume of finite size bounded by the orifice section and a downstream cross-section beyond which drop break-up probability tends towards zero in the range of flow parameters investigated. Hence, it seems relevant to scale this quantity with a Weber number based on a characteristic inertial stress, which is representative of such a volume. The maximum pressure drop across the orifice ΔP_{\max} appears to be the appropriate scale for this global stress. However, there is not a unique Weber number, which can be built from this

quantity. Assuming first that ΔP_{\max} is equal to the kinetic stress to which a particle of diameter d is submitted, one obtains:

$$We = \frac{\Delta P_{\max} d}{\sigma}. \quad (6)$$

Referring to Kolmogorov-Hinze theory and assuming the downstream flow to be fully turbulent and homogeneous (which is obviously not the case in the jet zone), the break-up criterion can be defined accounting for the turbulent kinetic energy of eddies of size d . The characteristic velocity of the turbulent stress is then given by:

$$u \cong 1.4(\varepsilon d)^{1/3}, \quad (7)$$

where the dissipation rate ε is related to ΔP_{\max} following:

$$\varepsilon = \frac{1}{\rho_c} \frac{\Delta P_{\max} U}{2D} \left(\frac{1}{\beta^2} - 1 \right) \quad (8)$$

The resulting Weber number based on turbulent inertia reads:

$$We' = \frac{2\rho_c \varepsilon^{2/3} d^{5/3}}{\sigma} \quad (9)$$

Considering a force balance on the drop, Percy and Sleicher (1983) assumed that the acting force on the drop could be scaled by $\Delta P_{\max}/D_o$. The resulting Weber number is given by equation (3):

$$We'' = \frac{(\Delta P_{\max}/D_o) d^2}{\sigma} \quad (10)$$

Break-up probability has been plotted against We (relation (6)) (split in equal length classes) in Figure 3.14. As a first observation, all the experimental data seem to well collapse on a single curve. The break-up probability is a monotonous increasing function of the Weber number, merging into a linear behaviour for higher Weber values, or for break-up probability larger than 0.2. For probability below 0.2, the relative dispersion of data is significant. This is due to the uncertainty on low probability values, which requires very large sample size to be determined with accuracy. The resulting correlation reads:

$$P(We) = We^{0.29} \exp\left(-\frac{55}{We}\right) \quad (11)$$

Representations of break-up probability as a function of other Weber numbers defined in relation (9) and (10) have also been plotted. The results show similar trends with comparable level of correlation.

The scaling law for the break-up probability in isotropic turbulent flows proposed by Coulaloglou and Tavlarides (1977) takes the following form:

$$P(We') = a' \exp\left(-\frac{b'}{We'}\right), \quad (12)$$

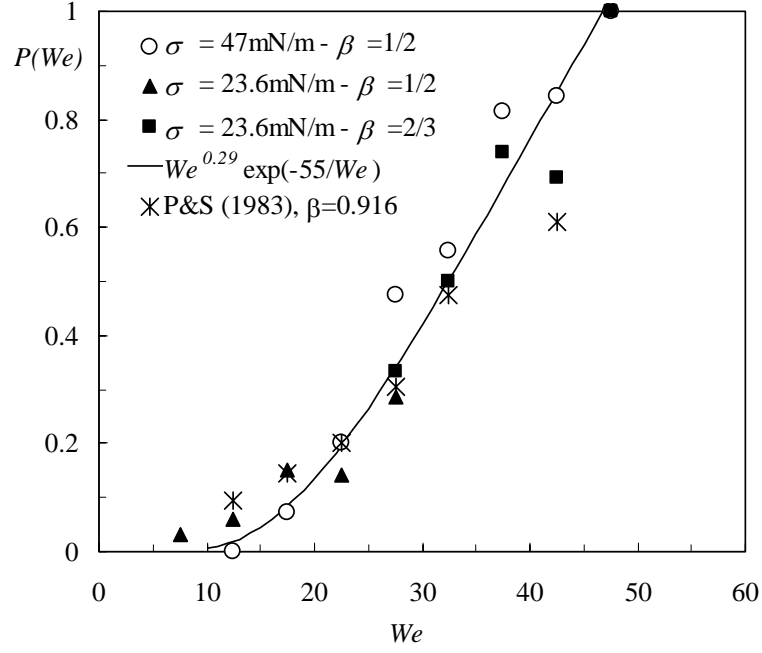


Figure 3.14: Break-up probability versus Weber number based on ΔP_{max} .

Such a law has been tested against our data and the best-fitted values of the parameters are $a'=2.6$ and $b'=11.2$.

The comparison of the present results with former experimental measurements (Percy and Sleicher, 1983) has been also examined. The correlation found has an expression close to equation (11):

$$P(We'') = We''^{0.33} \exp\left(-\frac{5.75}{We''}\right) \quad (13)$$

The d_{100} (diameter at which break-up probability is 1) can be easily deduced from (13):

$$\frac{\Delta P_{max} d_{100}^2}{D_o \sigma} \geq 8, \text{ so } d_{100} = 2.8 \sqrt{\frac{D_o \sigma}{\Delta P_{max}}}, \quad (14)$$

a value which is in close agreement with that derived by Percy and Sleicher in correlation (5) ($C_{100}=3.1$). As shown in Figure 3.14, the experimental data obtained by Percy and Sleicher with this restriction ratio ($\beta=0.916$) do well compare with our results. However, correlation (11) does not apply in all cases. Data of Percy and Sleicher obtained with other orifice ratios ($\beta=0.835$ and $\beta=0.75$) are well below the curve of Figure 3.14 (not shown on the graph). These discrepancies are likely due to the difference of flow hydrodynamics between both experiments. Without any details about the local flow structure, the only indicator is the orifice coefficient C_{Do} . In Percy and Sleicher experiments, the value of C_{Do} was approximately 0.63 for both restriction ratios $\beta=0.835$ and $\beta=0.75$, as it was ranging between 0.81 and 0.83 for a restriction $\beta=0.916$. These latter values fall in the range of the present experiments (C_{Do} varies between 0.8 and 0.9 with $\beta=0.5$ and $\beta=2/3$). Hence, it seems that any

Weber number based on ΔP_{\max} can be used to describe drop break-up probability in a turbulent flow downstream an orifice, but the resulting correlation (such as that given by equation (11)) depends on the value of the orifice coefficient (around 0.8-0.9 in this work).

Daughter-drop size distribution

In order to complete the description of the fragmentation process downstream the orifice, the daughter-drop size distribution and the number of fragments resulting from break-up have been studied. For each breaking drop, the number of fragments produced and the diameter of each fragment have been measured and as for the break-up probability, results have been averaged per class of Weber number as defined in equation (6). In case of possible successive break-up events, only the final daughter-drop population has been recorded. In Figure 3.15, it can be observed that the mean number of fragments starting from 2 is an increasing function of the Weber number, for each system studied. Here again, the global Weber number seems to be the appropriate scaling parameter since all the data regroup on a single curve. At low Weber number, the fragmentation process occurs through binary break-up. With the largest Weber number range studied, the mean number of fragments may be as high as 8. However, the large amplitude of the vertical bars on this graph (that represents the rms of the number of fragments) suggests that the break-up process is random and for a given Weber number, it locally occurs over a wide variety of flow scales downstream the orifice.

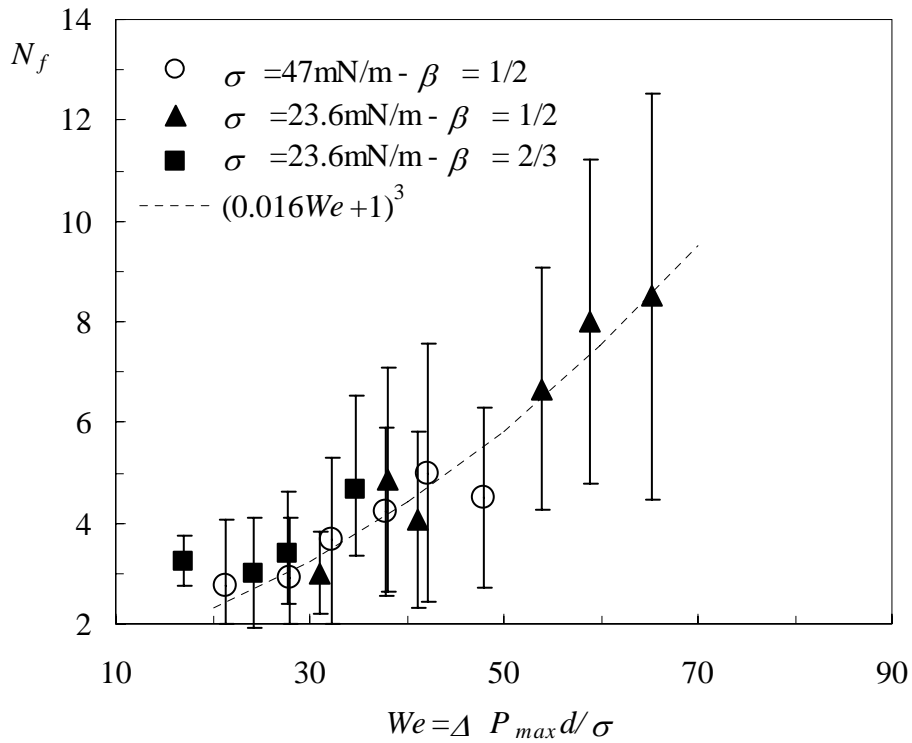


Figure 3.15: Mean number of fragments. Vertical bars represent +/- the standard deviation

Nevertheless, Figure 3.15 clearly shows that the assumption of binary break-up which is often encountered in turbulent break-up models is not realistic in all cases. A simple scaling law of the mean fragment number noted N_f , can be obtained at first approximation, considering that the mechanical energy involved in the splitting process is an increasing function of the difference between the surface energy resulting from the fragmentation $E_{s,d}$, and that of the mother drop, E_s . Assuming an equal size distribution of the daughter drops d_d , the surface energy increase reads:

$$E_{s,d} - E_s = \sigma \pi (N_f d_d^2 - d^2) \quad (15)$$

where d is the mother drop diameter. Conservation of volume then requires:

$$d_d = N_f^{-1/3} d \quad (16)$$

A linear dependence between the mechanical energy and the energy difference ($E_{s,d} - E_s$) would lead to the following non-dimensional relationship:

$$We \propto (E_{s,d} - E_s) / \sigma \pi d^2 = (N_f^{1/3} - 1) \text{ with } We \geq We_{crit} \text{ and } N_f \geq 2 \quad (17)$$

Hence, according to this simple model, the mean number of fragments increases as a function of the Weber number following:

$$N_f \approx (aWe + 1)^3 \quad (18)$$

where a is an empirical constant. In the present case, $a=0.016$ is the best fitting value of the results (Figure 3.15).

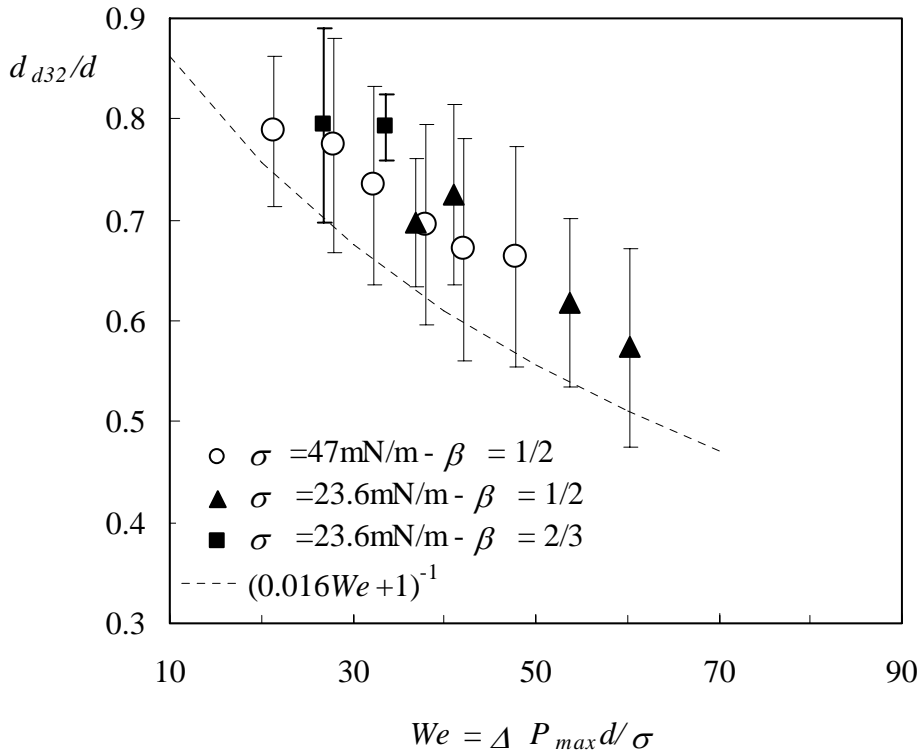


Figure 3.16: Reduced mean daughter drop Sauter diameter versus Weber number. Vertical bars represent +/- the standard deviation.

The daughter drop mean diameter to the mother drop diameter ratio has been reported as a function of the Weber number in Figure 3.16. As expected, this ratio continuously decreases as We increases and according to an equal size distribution, the evolution of this ratio should be given by substituting equation (18) in (16):

$$\frac{d_d}{d} \approx \frac{1}{aWe + 1} \quad (19)$$

As shown in Figure 3.16, the above relation under predicts the experimental trend over the entire range of Weber number, a result which suggests that asymmetric break-up (i.e. unequal daughter drop sizes) is dominant for binary break-up (low We) as well as for multiple break-up (high We). This is confirmed by the daughter drop distributions displayed as a function of the reduced daughter drop diameter d_d/d in Figure 3.17a to 3.17c for different ranges of Weber number. As a first observation the distributions are not unimodal neither symmetrical in the range of low ($0.1 < P(We) < 0.3$) to moderate Weber number ($0.3 < P(We) < 0.7$). At high Weber number ($0.7 < P(We) < 1$), the distribution exhibits a single maximum located around $d_d/d = 0.55$. Therefore, it appears that the splitting process downstream the orifice is far more diversified than the simple sketch of binary break-up in two equal pieces ($d_d/d = 0.8$). At low We ($20 < We < 30$), the peak at $d_d/d = 0.8$ corresponds to a symmetrical binary break-up (as observed in Figure 3.11). The peak located at $d_d/d = 0.95$ is mainly associated to the peak located around 0.55 and corresponds to a binary *asymmetrical* break-up, but also to a ternary break-up (and more) which feeds the lower classes of $d_d/d = 0.8$, as sketched in Figure 3.17a. At moderate Weber number ($30 < We < 40$), the peak observed around $d_d/d = 0.7-0.75$ is due to a symmetrical ternary break-up (three equal size drops) but also to an asymmetric break-up in 4 drops, which gives rise to the peak observed around $d_d/d = 0.45$. At high Weber number ($40 < We < 50$) binary break-up is unlikely to occur and the number of fragments increases up to 6. In this case, however, the probability of symmetrical break-up is higher, explaining the peak observed around $d_d/d = 0.55$. The shape of the distribution suggests that in this range of Weber number, the assumption of a normal distribution around a symmetrical break-up in 6 equal size fragments seems to be acceptable.

Overall, the daughter drop distribution results from an asymmetrical splitting process which feeds a broad range of daughter drop diameter classes. At low and moderate Weber number, multimodal daughter drop size distributions originate from this asymmetrical splitting.

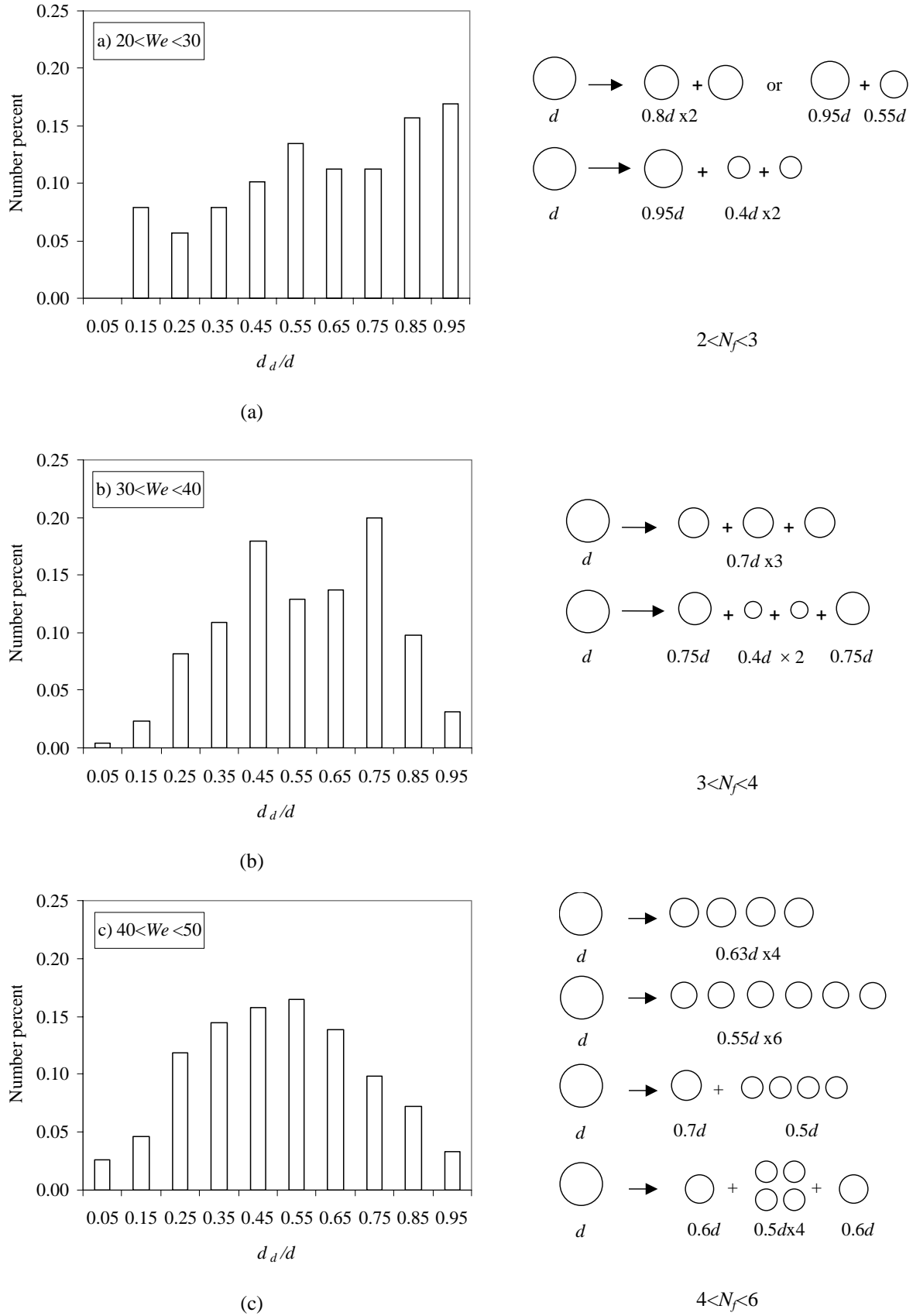


Figure 3.17: Daughter drop size distributions (n-heptane in water, $\sigma=47\text{mN/m}$, $\beta=1/2$) at different Weber numbers: (a) $20 < We < 30$, (b) $30 < We < 40$, (c) $40 < We < 50$.

III.3 Drop size distribution in dilute dispersions

The former statistical results have been obtained from single drop experiments. In order to complete the global analysis of break-up downstream the orifice, these results have been used to predict the change of a drop population of a dilute dispersion through the orifice. A very simplified steady state volume averaged model has been developed and the calculated drop size distribution compared to the experimental distributions presented in section III.1.

Integrated Population Balance Model

This balance is performed over an initial (that is to say upstream the orifice) population of N drops distributed in N_c classes of diameter d_i . The number of drops in each class is noted N_i :

$$N = \sum_{i=1}^{N_c} N_i \quad (20)$$

At steady state, the number of drops n_i ranging in a class of diameter d_i downstream the orifice can be expressed by the following balance equation:

$$n_i = [1 - P(We_{d_i})]N_i + \sum_{k=1}^{N_c-i} f_{We_{d_{i+k}}}(d_i/d_{i+k})P(We_{d_{i+k}})N_{i+k}N_f(We_{d_{i+k}}) \quad (21)$$

The first term of RHS of equation (21) accounts for the unbroken drops left in class d_i . The second term expresses all the contributions in class d_i , which result from the break-up of drops larger than d_i (when $i=N_c$, this term is set to zero). $P(We_{d_i})$ is the number fraction of broken drops of diameter d_i and is given by equation (12):

$$P(We_{d_i}) = We_{d_i}^{0.29} \exp\left(-\frac{55}{We_{d_i}}\right) \text{ with } We_{d_i} = \frac{\Delta P_{\max} d_i}{\sigma} \quad (22)$$

$f_{We_{d_{i+k}}}(d_i/d_{i+k})$ is the fraction of daughter drops belonging to class d_i resulting from the break-up of a mother drop of diameter d_{i+k} and is obtained from the measured daughter drop distributions (Figure 3.17a to 3.17c). Finally, $N_f(We_{d_{i+k}})$ is the mean number of fragments originating from the mother drop d_{i+k} and is obtained from the curve of Figure 3.15. In order to evaluate the model sensitivity to the daughter drop distribution function, an equal size splitting function has also been tested. In this case, $f_{We_{d_{i+k}}}(d_i/d_{i+k})$ simply reduces to a delta function around $N_f^{-1/3}$:

$$f_{We_{d_{i+k}}}(d_i/d_{i+k}) = \delta\left[(d_i/d_{i+k}) - N_f^{-1/3}(We_{d_{i+k}})\right] \quad (23)$$

This model has been tested at three different flow Reynolds number with the n-heptane-water system ($Re=6400$, 10000 and 11500) which corresponds to the experimental drop size

distributions. Due to the absence of significant statistical quantities in this case (in particular the daughter drop distribution), the case at the lowest flowrate ($Re=4300$) hasn't been examined. In each case studied, the initial size distribution was taken identical to the experimental distribution measured upstream the orifice.

Comparison of drop size distributions

The distributions calculated through equation (21) have been compared to the experimental data in Figure 3.18a to 3.18c (grey bars). Only the distributions calculated with the measured daughter drop distribution are displayed on these graphs. As a first observation the number fraction of the initial distribution diameter classes calculated by the model is always larger than what is observed in the dispersion. This trend is observed at all Reynolds number but the difference between the experimental and calculated number fraction of remaining drops in the initial distribution diameter classes is decreasing as Re increases. Moreover, except for the largest diameter classes, the width and shape of calculated downstream distributions remarkably fit with the measurements. Therefore, it seems that overall the break-up laws are correctly estimated in the model. The sensitivity of the daughter drop distributions has been also tested using an equal size fragmentation law (equation (23)). In this case, the shape of the calculated drop size distribution downstream the orifice is much narrower and does not fit with the measured distributions. Note that the difference between the two calculations cannot be detected through the mean Sauter diameter value. In return, differences are illustrated in Figure 3.19 where the standard deviation of the distributions σ_{32} have been plotted as a function of Re . The values of σ_{32} predicted using the “real” daughter drop distribution (derived from single drop experiments and referred as calc (1) in Figure 3.19) are pretty close to the experimental data, except for the lowest Re (due to the aforementioned differences observed for the largest diameter classes). With the second model (calc (2)), as expected calculated values of σ_{32} are much lower than the experimental data, making the equal size fragmentation law inappropriate in the present case. Smaller but similar discrepancies have been obtained using normal laws for the daughter drop distributions (centered around the mean daughter drop Sauter diameter). It can be concluded that the calculated distributions are very sensitive to the daughter drop size distributions (the higher the order of the moment considered, the higher sensitivity). Unfortunately, the daughter drop distributions generally exhibits complex (multimodal) features resulting from asymmetrical break-up which cannot be a priori predicted by simple laws.

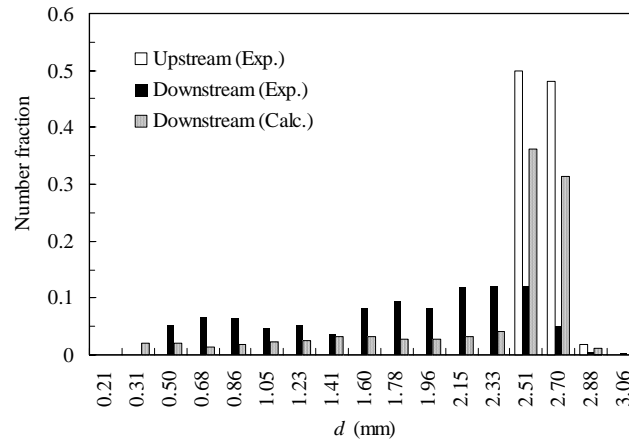
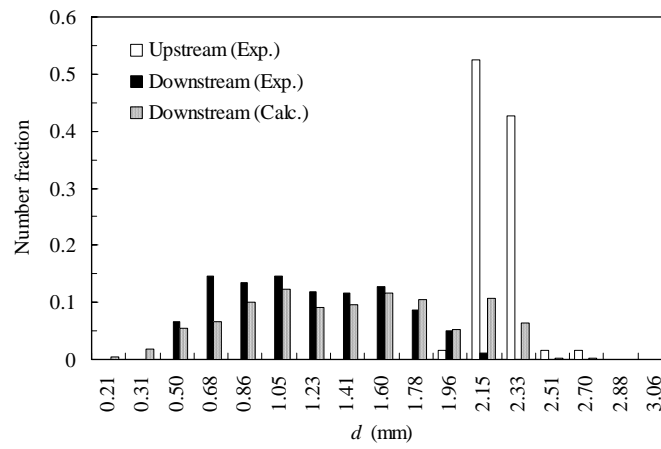
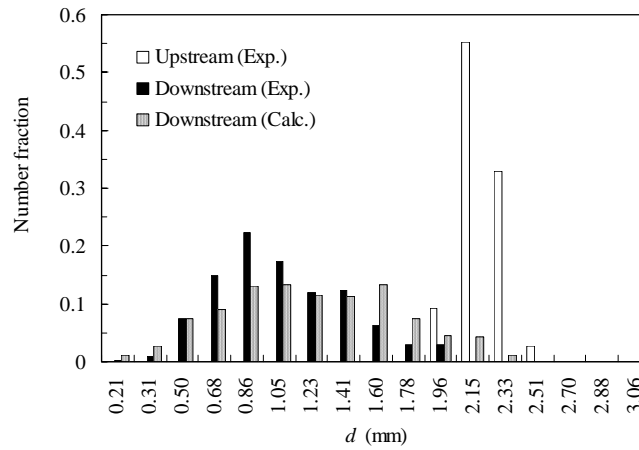
(a) $Re=6400$ (b) $Re=10000$ (c) $Re=11500$

Figure 3.18: Experimental (upstream, white bars and downstream, black bars) and calculated (downstream, grey bars) drop size distributions. Dilute dispersion of *n*-heptane in water ($\beta=1/2$, $1.7\% < \phi < 3\%$).

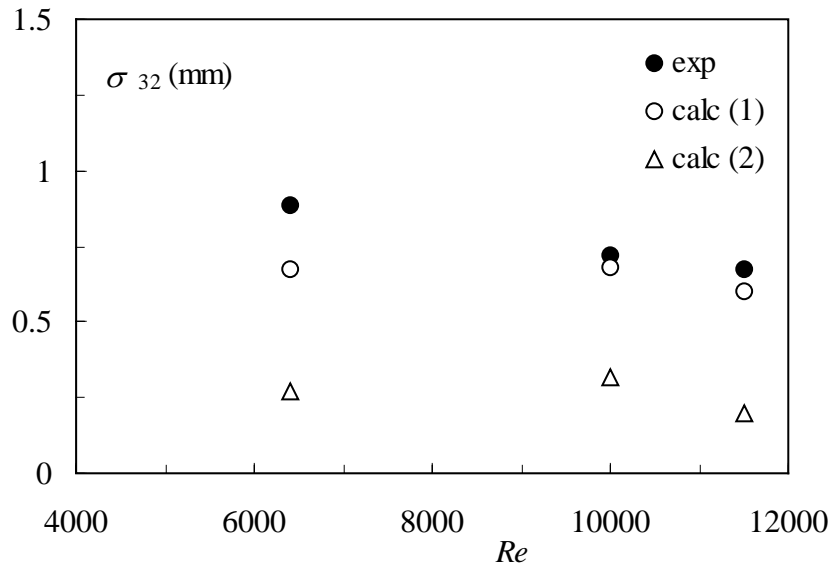


Figure 3.19: Comparison between experimental and calculated Sauter diameter standard deviation versus flow Reynolds number. Dilute dispersion of *n*-heptane in water ($\beta=1/2$, $1.7\% < \phi < 3\%$). White circles (calc (1)) are calculated values using measured daughter drop distribution. White triangles (calc (2)) are obtained using equal size daughter drops law.

Conclusion

In this work, an experimental analysis of drop break-up in a turbulent pipe flow downstream a restriction has been proposed. Single drop experiments have been carried out in order to derive relevant statistical quantities. It was found that the break-up probability could be modeled as a function of a global Weber based on the maximum pressure drop across the orifice. The scaling law proposed can be applied to similar flow geometries, provided that the discharge coefficient falls in the same range (0.8-0.9). It was also shown that the number of fragments produced is a unique growing function of the Weber number. The daughter drop distribution exhibited a multimodal shape at low and moderate We , which is characteristic of an asymmetrical fragmentation (unequal daughter drop diameters). At higher We , single mode is observed with the highest probability for symmetrical break-up. The validation of the single drop statistics were performed with the help of a global population balance model which was used to predict the evolution of the size distribution of a dilute dispersion flowing through the restriction. Comparison with measured size distributions of dilute dispersions at different flow Reynolds numbers allowed to validate the break-up laws and showed the great sensitivity of the calculated distributions (second order moment) to the daughter drop probability density function used in the model. Despite the probable flow complexity downstream the restriction

(inhomogeneous turbulence), a break-up law based on a global flow parameter (ΔP_{\max}) could be derived to describe the fragmentation process. Future work will concern the study of break-up mechanisms at a local scale, aiming to identify the nature and the intensity of the stress responsible for the drop deformation and break-up at the scale of the drop.

Acknowledgements

The authors would like to thank the Institut Français du Pétrole who sponsored this work.

3.2 Influence de la viscosité de la phase continue

L'étude de la rupture d'une goutte isolée en aval de l'orifice a été également conduite avec une phase continue composée d'un mélange eau-glycérol (43% massique en glycérol). La tension interfaciale de cette solution avec les gouttes d'heptane coloré (23.6mN) et sa densité (1100kgm⁻³) sont sensiblement les mêmes que pour le système B (24.4mN/m et 996kg/m³ respectivement). La viscosité de cette solution (4.70 10⁻³Pas) est en revanche 5 à 6 fois plus élevée que celle de l'eau (8.2Pas) à la température considérée (T=29°C).

L'ajout de glycérol dans la phase continue est initialement motivé par la nécessité d'ajuster les indices optiques entre la phase porteuse et la phase dispersée (heptane), dans le but de réaliser des expériences de visualisation en milieu concentré transparent, ainsi que des mesures du champ de vitesse par PIV (cf. Chapitre 6). L'augmentation de la viscosité de la phase continue par l'addition de glycérol présente toutefois un intérêt dans le cas de la rupture d'une goutte isolée.

3.2.1 Analyse préliminaire

En premier lieu, l'augmentation de la viscosité de la phase continue entraîne la diminution du nombre de Reynolds dans la conduite pour une vitesse donnée (d'un facteur 5.5 environ). L'examen des pertes de charge à travers l'orifice pour le mélange eau-glycérol révèle une augmentation de celles-ci pour les valeurs les plus élevées de la vitesse débitante (Figure 3.20). Cet écart implique des valeurs légèrement plus faibles du coefficient d'orifice (C_{Do} autour de 0.8 pour le mélange eau-glycérol) que dans le cas de l'eau (C_{Do} varie entre 0.8 et 0.9 pour l'eau, selon la vitesse et le rapport de restriction β).

D'autre part, la modification des propriétés physico-chimiques est susceptible de modifier la réponse dynamique de la goutte à une contrainte externe. L'expression de la fréquence propre d'oscillation au mode dominant (mode 2) d'une goutte dans un autre liquide est donnée par Lamb (1932) :

$$f_2 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{24\sigma}{(3\rho_d + 2\rho_c)r^3}} \quad (3.24)$$

En reprenant les hypothèses de Lamb (écoulement potentiel oscillant), nous avons dérivé une expression de la fréquence d'amortissement au mode n , β_n :

$$\beta_n = \frac{(n+1)(n-1)(2n+1)\mu_d + n(n+2)(2n+1)\mu_c}{(\rho_d(n+1) + \rho_c n)r^2} \quad (3.25)$$

Les développements du calcul figurent en Annexe 3.

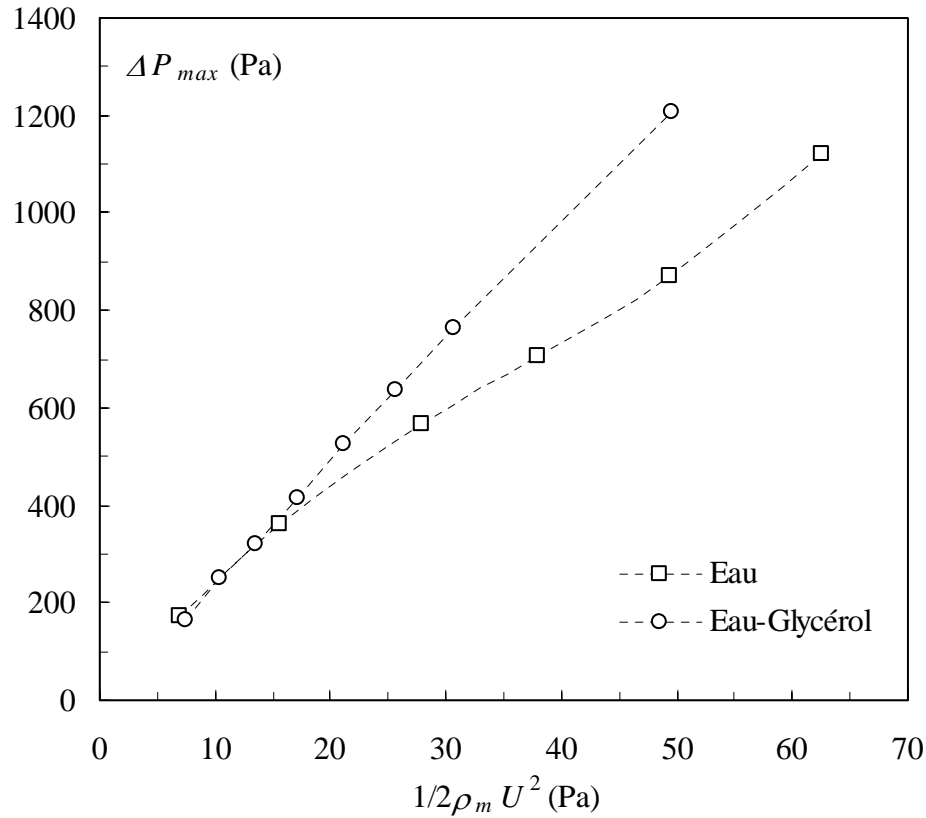


Figure 3.20 : Perte de charge maximale au niveau de la restriction de conduite pour l'eau et le mélange eau+glycérol ($\beta=1/2$).

Notons que cette expression est cohérente avec les expressions proposées par Lamb dans le cas d'une goutte dans le vide d'une part ($\rho_c=0$, $\mu_c=0$), et dans le cas d'une bulle dans un liquide d'autre part ($\rho_d=0$, $\mu_d=0$). Une expression identique à celle que nous avons obtenue est proposée par Miller et Scriven (1968). Au mode 2, le temps d'amortissement d'une goutte dans un liquide est :

$$1/\beta_2 = \frac{(3\rho_d + 2\rho_c)r^2}{(15\mu_d + 40\mu_c)} \quad (3.26)$$

Plus le système liquide-liquide est visqueux, plus le temps d'amortissement est court. On remarque dans cette expression le poids relatif plus élevé de la viscosité de la phase continue. Dans le tableau 3.1, les valeurs des périodes propres d'oscillation et du temps d'amortissement au mode 2 d'une goutte de 2.4mm de diamètre ont été reportées pour les 3 systèmes liquide-liquide étudiés. Dans le cas des systèmes A et B, le temps d'amortissement est grand devant la période propre de la goutte. Pour ces deux systèmes, l'amortissement des déformations des gouttes n'est donc a priori pas limitant pour la rupture. Pour le système C, en revanche, du fait de l'augmentation de la viscosité de la phase continue, ces deux temps sont du même ordre de grandeur. Ainsi, indépendamment des conditions hydrodynamiques,

on peut imaginer que l'augmentation de la viscosité de la phase continue entraîne une atténuation du phénomène rupture pour le système C, par rapport aux systèmes A et B.

$T=29^{\circ}\text{C}, d=2.4\text{mm}$	$1/f_2$	$1/\beta_2$
Système A (heptane/eau)	22ms	147ms
Système B (heptane coloré/eau)	22ms	147ms
Système C (heptane coloré/eau+glycérol)	22ms	31ms

Tableau 3.1 : Temps caractéristiques d'une goutte d'heptane coloré ($d=2.4\text{mm}$)

3.2.2 Analyse des résultats

L'étude de la rupture d'une goutte isolée d'heptane coloré dans un mélange eau-glycérol a été réalisée pour une gamme étendue de conditions opératoires, récapitulées dans le Tableau 3.2. Deux rapports de restriction ($\beta=1/2$ et $2/3$) ont été testés et pour chacun d'entre eux, 6 vitesses d'écoulement dans la conduite. On notera que la plage de variation des vitesses de la phase continue à travers l'orifice est la même pour les deux rapports de restriction étudiés, tandis que celles des pertes de charges à travers l'orifice sont décalées (plus faibles pour $\beta=2/3$).

L'analyse statistique de la rupture en aval de l'orifice pour le système "visqueux" a été effectuée à l'identique de la précédente pour les deux systèmes A et B.

Probabilité de rupture globale

La Figure 3.21 représente la probabilité de rupture pour le système C, en fonction du nombre de Weber basé sur la perte de charge maximale. Rappelons que la probabilité de rupture est définie comme le rapport entre le nombre de gouttes cassées sur le nombre total de gouttes injectées, pour une classe de Weber donnée. L'évolution de la probabilité de rupture suit une tendance très proche de celle des systèmes de phases A et B, avec une dispersion équivalente des valeurs expérimentales qui peut masquer des différences, notamment pour les classes de Weber les plus élevées.

U (m/s)	Re	$\beta=1/2$		$\beta=2/3$	
		U_o (m/s)	ΔP_{\max} (Pa)	U_o (m/s)	ΔP_{\max} (Pa)
0.118	830	0.472	165	-	-
0.138	970	0.552	251	-	-
0.157	1100	0.628	320	-	-
0.177	1240	0.708	415	-	-
0.196	1380	0.784	525	0.441	95
0.216	1520	-	-	0.486	156
0.236	1660	0.944	765	0.531	187
0.256	1800	-	-	0.576	221
0.294	2060	-	-	0.662	301
0.334	2350	-	-	0.752	396

Tableau 3.2 : Conditions opératoires étudiées

Afin de réduire l'effet de la dispersion inhérent à la représentation en probabilité (le nombre limité de données expérimentales n'est pas suffisant pour assurer la convergence des probabilités dans chaque classe de Weber), les fonctions de répartition ou probabilités cumulées de rupture ont été tracées sur la Figure 3.22. On constate que les courbes des 3 systèmes sont confondues aux plus faibles valeurs de Weber et s'écartent légèrement au-delà de $We=45$, la probabilité cumulée dans le cas du mélange eau-glycérol étant plus faible que celle mesurée avec l'eau (systèmes A et B). Les lois d'évolution de ces probabilités cumulées de rupture (courbes en trait pointillé sur la figure) sont pour les trois systèmes de la forme :

$$P_{cum}(We) = We^a \exp(-b/We) \quad (3.27),$$

avec $a=0.43$ et $b=100$ pour les systèmes A et B, et $a=0.38$ et $b=95$ pour le système C. La probabilité de rupture se déduit alors en dérivant la fonction de répartition associée (relation 3.4). Les lois de probabilité de rupture obtenues avec les différents systèmes sont représentées sur la Figure 3.23. On remarque qu'aux plus fortes valeurs de We , la probabilité de rupture est légèrement plus faible dans le cas du système dont la phase continue est plus visqueuse, mais se comporte globalement de façon similaire aux systèmes A et B.

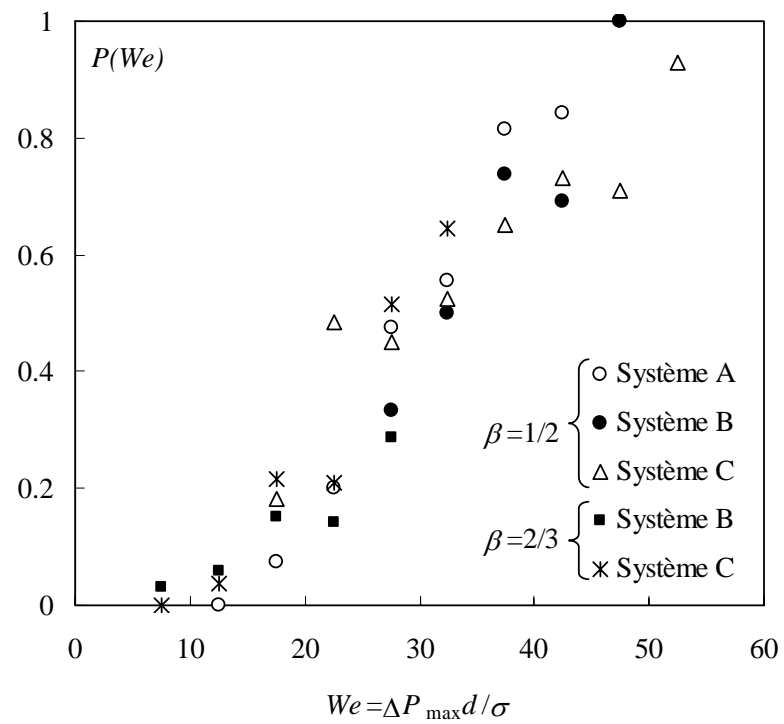


Figure 3.21 : Probabilité de rupture en fonction de We

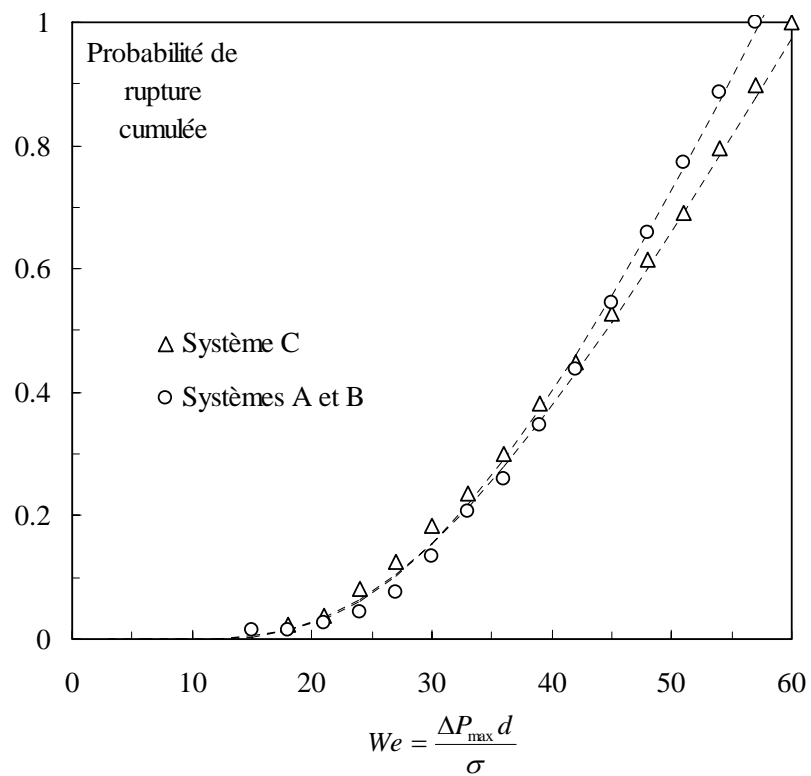


Figure 3.22 : Probabilité de rupture cumulée en fonction de We

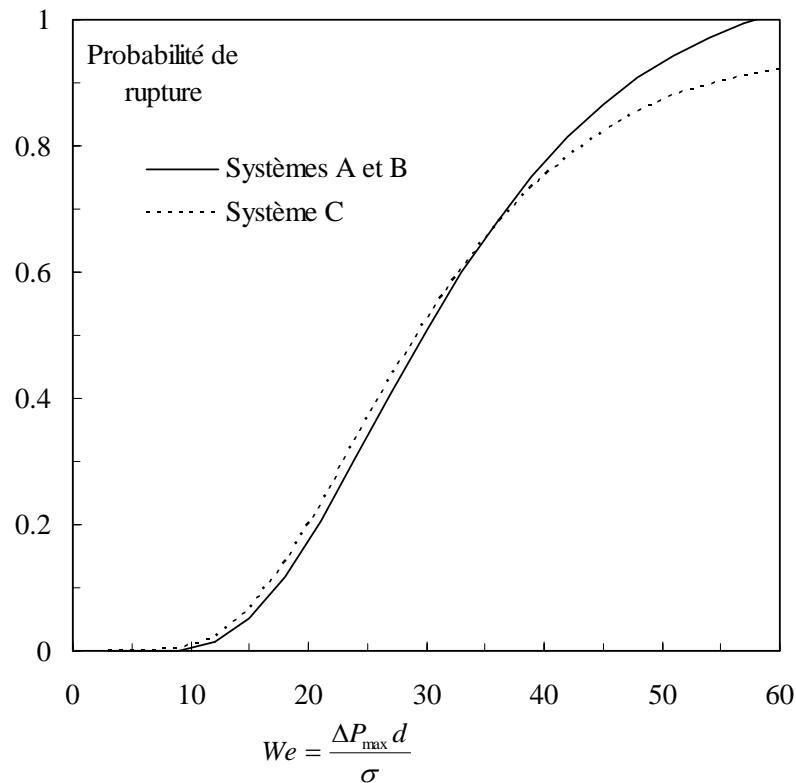


Figure 3.23 : Probabilité de rupture en fonction de We , calculée à partir des fonctions de répartition (trait plein=systèmes A et B, trait pointillé=système C).

L'utilisation d'un paramètre global comme la perte de charge maximale à travers l'orifice, ΔP_{\max} , semble donc justifiée pour caractériser la contrainte exercée par la phase porteuse sur les gouttes et décrire la probabilité de rupture de celles-ci. Lorsque $We < 10$, la probabilité de rupture est nulle, au-delà de $We = 60$, la probabilité de rupture est de 100%. Si ce résultat présente un intérêt du point de vue ingénierie, précisons toutefois que sa portée reste limitée à une probabilité globale, c'est à dire définie dans un volume fini en aval de l'orifice, et au-delà duquel on a pu vérifier que la probabilité de rupture des gouttes était négligeable. Ainsi, l'augmentation de la viscosité (par un facteur proche de 6) ne change pas de façon significative la probabilité globale de la rupture des gouttes.

Produit de la rupture

Le nombre de fragments et la distribution des gouttes-filles issues de la rupture ont été mesurés et moyennés par classe de Weber, dans le cas du mélange eau-glycérol. La Figure 3.24 présente l'évolution du nombre moyen de fragments et l'écart type associé en fonction de We . L'augmentation du nombre de fragments avec We est comparable à celle observée pour les systèmes A et B (courbe), traduisant la prédominance de la rupture binaire à faible We et la rupture multiple aux We plus élevés.

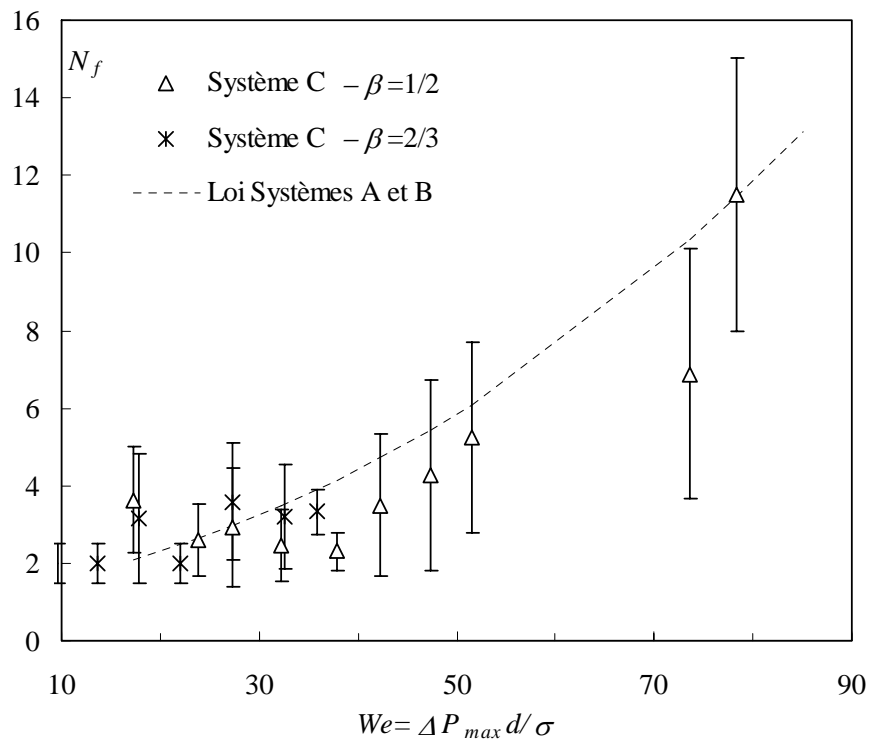


Figure 3.24 : Nombre moyen de gouttes filles. Les barres d'erreur représentent +/- l'écart-type

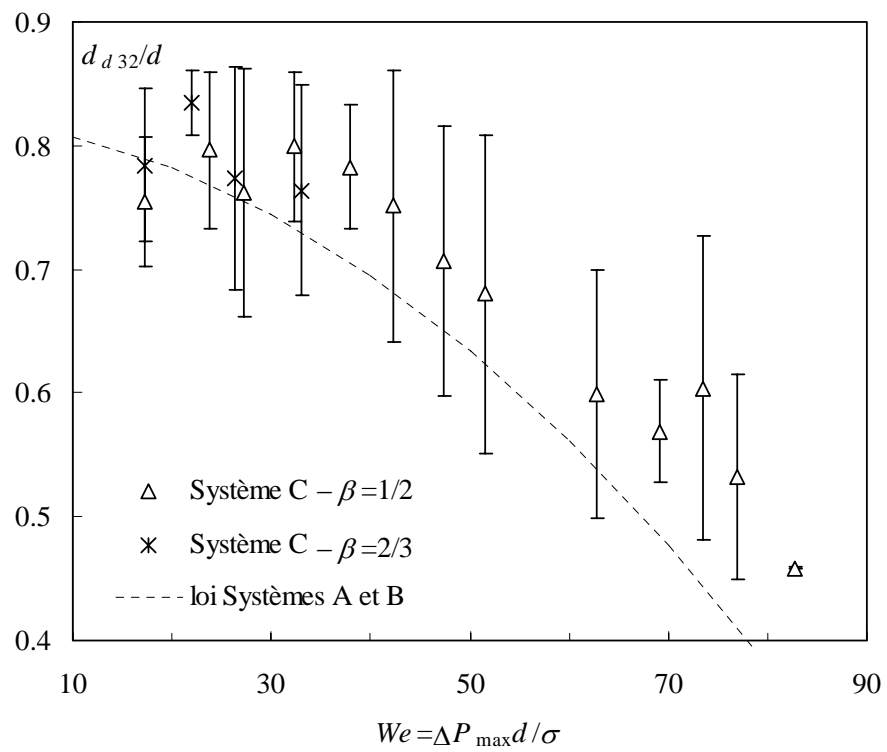


Figure 3.25 : Diamètre de Sauter des gouttes filles réduit moyen. Les barres d'erreur représentent +/- l'écart-type.

La valeur moyenne du nombre de gouttes filles apparaît cependant sensiblement plus faible dans le cas du mélange eau-glycérol, pour lequel la rupture binaire persiste jusqu'à une valeur de We proche de 40. L'écart-type sur le nombre de fragments mesuré pour le système C est du même ordre de grandeur que celui obtenu précédemment avec les deux premiers systèmes : il atteint ± 4 gouttes pour les plus fortes valeurs du nombre de Weber. La Figure 3.25 met en évidence la décroissance du diamètre de Sauter réduit (noté d_{d32}/d) lorsque We augmente. Conformément à l'évolution du nombre de fragments, on note que le diamètre moyen des gouttes-filles est plus élevé dans la phase continue la plus visqueuse, les valeurs se trouvant systématiquement au-dessus de la courbe moyenne des systèmes A et B.

L'examen comparé des distributions réduites de diamètre de gouttes-filles (d_d/d) des systèmes A et C (Figure 3.26) confirme ces différences. Le système C présente également des distributions multimodales, caractéristiques d'une rupture asymétrique. Pour une gamme de Weber comprise entre 20 et 30 (Figure 3.26a), la rupture binaire symétrique est plus importante pour le mélange eau-glycérol (la fraction numérique de la classe $d_d/d=0.85$, respectivement de la classe 0.95, est légèrement plus élevée, respectivement plus faible, que dans le cas de gouttes d'heptane dans de l'eau). Lorsque $30 < We < 40$ (Figure 3.26b), la rupture binaire reste majoritaire pour le système C, avec une nette augmentation de la rupture asymétrique, tandis que la fragmentation du système A est dominée par des ruptures ternaires et quaternaires (symétriques et asymétriques). Dans la plage $40 < We < 50$, l'apparition de la rupture multiple pour le système visqueux se traduit par l'émergence de classes de faible diamètre ($d_d/d=0.25$ et $d_d/d=0.15$) qui deviennent majoritaires. D'autre part, les classes associées aux plus forts diamètres sont toujours bien alimentées. Ce comportement diffère de celui observé pour le système A où, dans cette plage de Weber, la distribution est monomodale et symétrique (centrée autour de $d_d/d=0.55$). L'augmentation de la viscosité de la phase continue tend ainsi à "émulsifier" davantage la phase dispersée dans l'écoulement. Notons que la tendance de ces résultats est en accord avec l'effet du rapport des viscosités ($\lambda = \mu_d/\mu_c$) sur la fragmentation résultant de la relaxation d'une goutte initialement soumise à une contrainte visqueuse ("end-pinching") observé par Stone *et coll.* (1986). La diminution de λ favorise dans ce cas la formation de petites gouttes satellites. Même si qualitativement (cf. §3), la rupture des gouttes observée derrière l'orifice peut s'apparenter à un mécanisme de type "end-pinching" (c'est à dire une goutte étirée sous la forme de deux extrémités arrondies séparées par un filament), il est toutefois difficile d'associer a priori nos résultats à ceux de Stone *et coll.*, étant donné les différences importantes entre les écoulements de ces deux études (nature de l'écoulement, nombre de Reynolds particulière). Lorsque $50 < We$, les classes $d_d/d=0.25$ et $d_d/d=0.15$ continuent de croître au dépend des classes de plus grand diamètre, et la distribution tend à devenir monomodale et à se resserrer. Dans ce régime, la probabilité de rupture est de 100% et la goutte se fragmente en un grand nombre de fines.

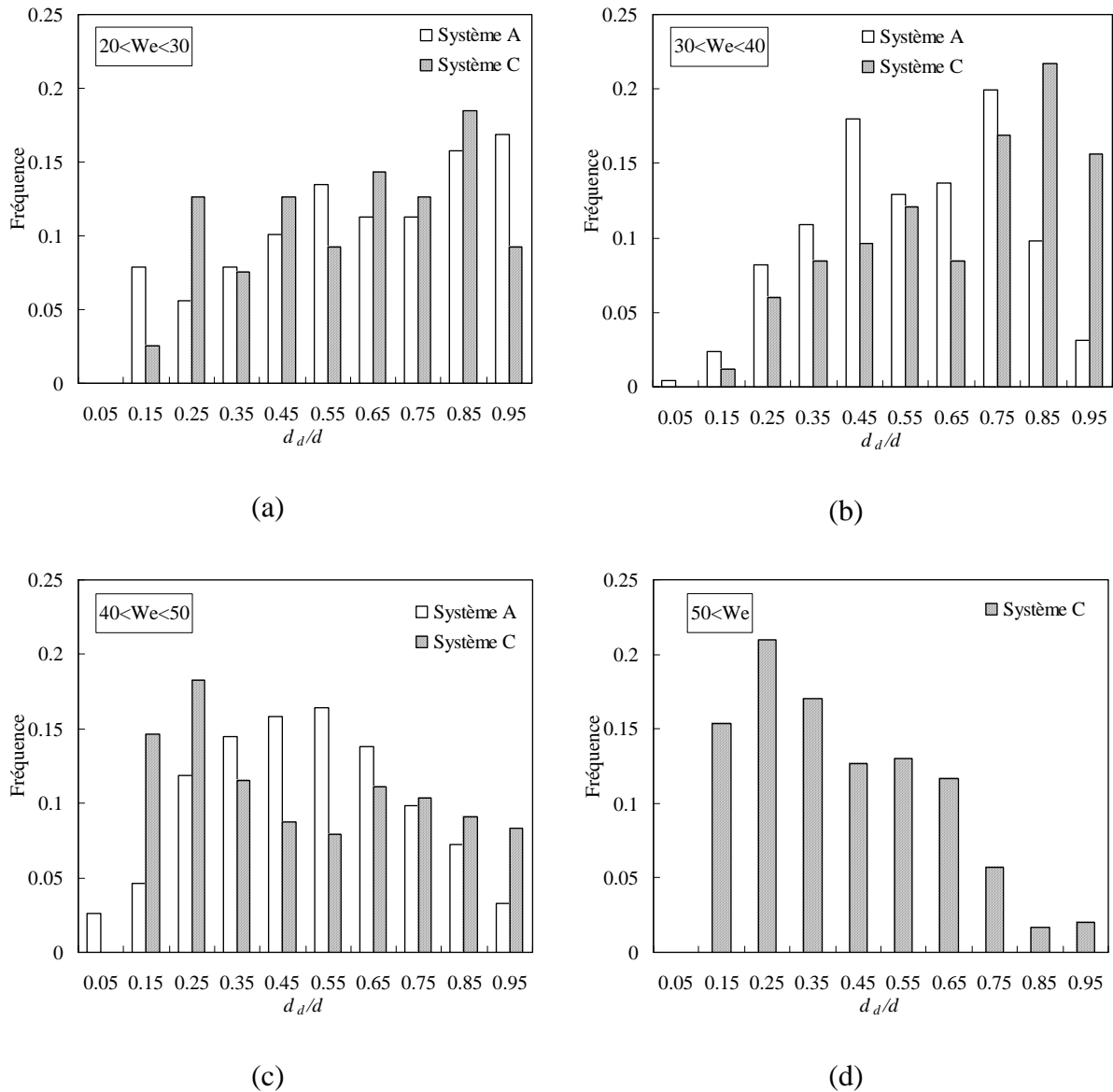


Figure 3.26 : Distributions de taille des gouttes filles pour les systèmes A et C ($\beta=1/2$) pour différents nombres de Weber (a) $20 < We < 30$; (b) $30 < We < 40$; (c) $40 < We < 50$; (d) $We > 50$.

3.2.3 Lieux de rupture

La projection des lieux de rupture des gouttes est reportée pour les 3 systèmes sur la Figure 3.27 dans un demi-plan de coupe de la conduite, sur une longueur de 90mm en aval de l'orifice. Ces graphes regroupent l'ensemble des vitesses étudiées pour chaque système dans le cas $\beta=1/2$. Notons que dans cette représentation, seule la coordonnée axiale est exacte, la coordonnée transverse étant toujours inférieure ou égale à la coordonnée radiale réelle.

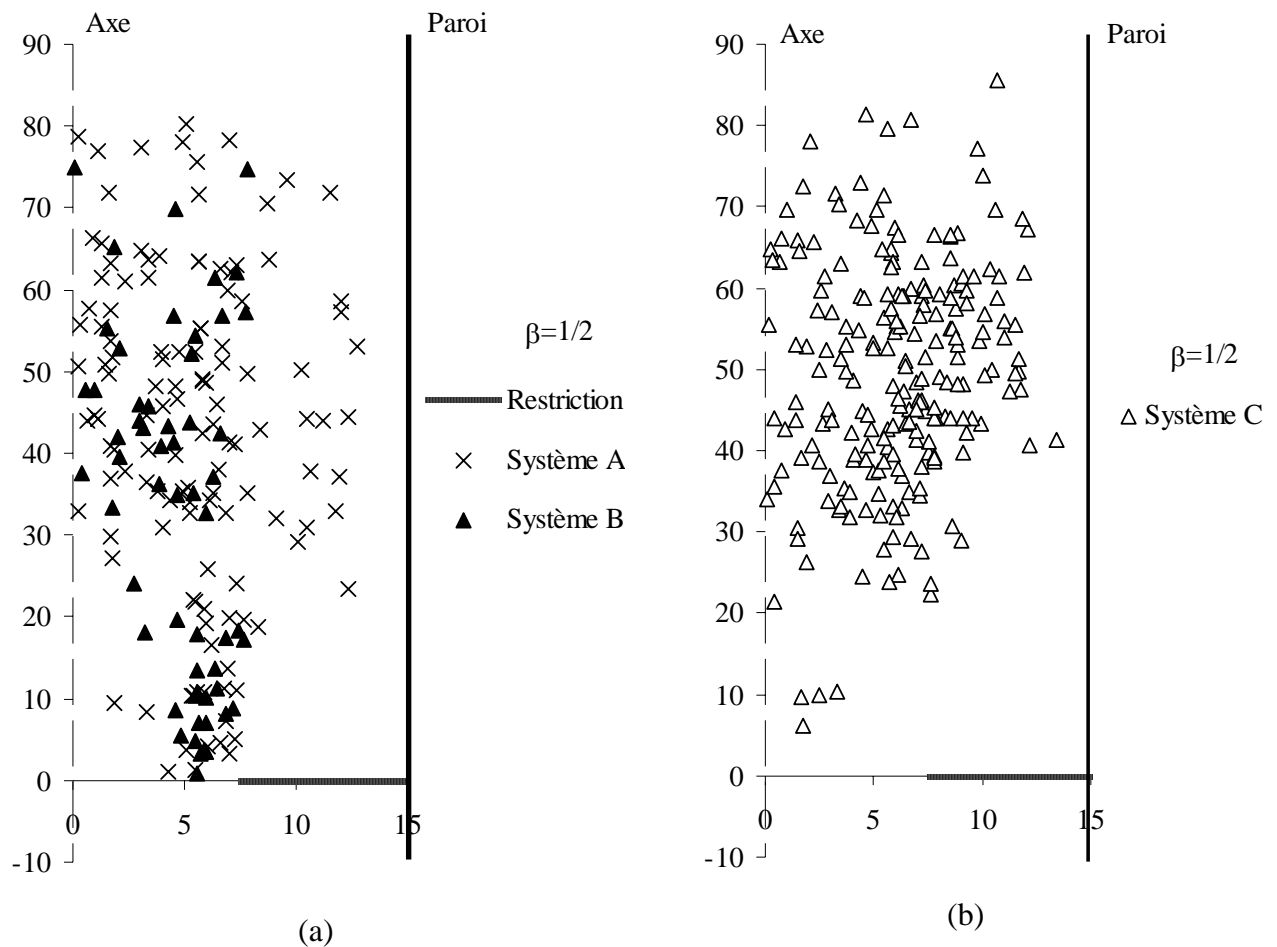


Figure 3.27 : Lieux de rupture en aval de l'orifice pour les systèmes A, B et C ($\beta=1/2$).

Malgré cette limitation, ces graphes nous indiquent clairement les zones d'exclusion de la rupture et celles où celle-ci est privilégiée. Lors de la rupture des gouttes d'huile dans l'eau (systèmes A et B), on constate qu'il existe deux zones de rupture clairement définies.

La première zone est située en frontière du jet, immédiatement après l'orifice ($X < 30\text{mm}$). Compte tenu de la géométrie supposée de l'écoulement dans cette zone, les coordonnées transverses des lieux de rupture voisines de la coordonnée radiale du plateau ($r_o = 7.5\text{mm}$) sont sans doute proches de la vraie coordonnée radiale. On constate alors que le lieu des points de rupture dans cette zone décrit un cône retourné dont la pointe est située à l'entrée de l'orifice près du bord. Il paraît d'ailleurs naturel de rapprocher la forme de ce cône à celle du développement d'une zone de mélange turbulent. Au cœur du jet, la rupture est absente, de même que dans la zone de recirculation sur les bords du plateau.

La deuxième zone de rupture se situe en aval de l'orifice, de la cote $X=30\text{mm}$ jusqu'à $X=80\text{mm}$ et décrit une zone beaucoup plus étendue suivant la coordonnée transverse. Dû à l'incertitude sur la position radiale de ces points, il est a priori difficile de conclure sur la répartition radiale de la rupture. Cependant, si l'on admet une répartition équiprobable des

gouttes suivant la coordonnée azimutale, une répartition homogène des lieux de rupture suivant la coordonnée radiale devrait donner, en représentation projetée, une décroissance continue de la densité de points en fonction de la coordonnée transverse. Ce n'est pas le cas sur la Figure 3.27a, et l'on constate que pour $30\text{mm} < X < 60\text{mm}$, la densité des lieux de rupture est plus importante dans une couronne comprise entre $r=2.5$ et 7.5mm que près du bord de la conduite.

La carte des lieux de rupture dans le mélange eau-glycérol présente un aspect assez différent des deux cas précédents (Figure 3.27b). La première zone de rupture en frontière du jet à proximité de l'orifice a quasiment disparu. La rupture est pratiquement absente dans ce cas dans l'intégralité du volume situé en dessous de la cote $X=20\text{mm}$. Par ailleurs, dans la zone supérieure, le maximum de densité s'est légèrement déplacé vers la droite ($r > 7.5\text{mm}$) et un déficit de rupture apparaît dans la partie axiale de la conduite.

La représentation de la fonction de répartition de la probabilité de rupture en fonction de la distance axiale à l'orifice illustre clairement cet effet retard de la rupture dans le mélange eau-glycérol (Figure 3.28). L'absence de rupture dans la partie basse de la conduite se traduit par un décalage entre l'évolution de ces fonctions pour les systèmes A et B (qui sont confondues) et celle du système C.

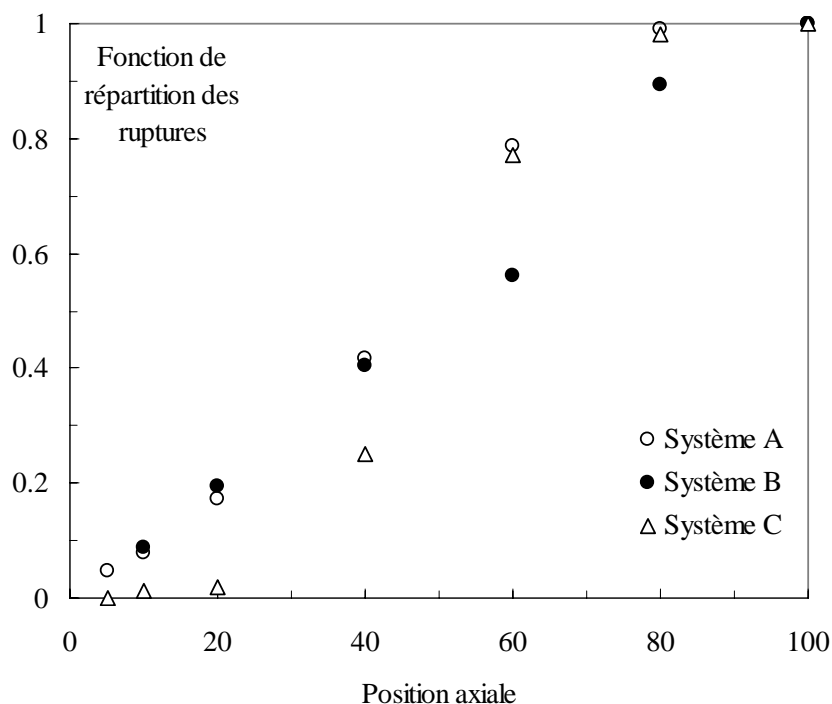


Figure 3.28 : Répartition des lieux de rupture en fonction de la position axiale X en aval de l'orifice.

Ces différences de comportement entre les deux systèmes suggèrent en premier lieu un effet du nombre de Reynolds dans la conduite, dont dépend la structure du champ hydrodynamique en aval de l'orifice. La répartition des lieux de rupture en aval de l'orifice laisse également entrevoir de fortes inhomogénéités spatiales dans l'écoulement. Compte tenu de ces hétérogénéités et de leur dépendance probable avec le nombre de Reynolds, il est d'ores et déjà surprenant de constater que la probabilité de rupture globale est sensiblement la même pour les 3 systèmes, à un Weber global donné. D'autre part, ces résultats sont compatibles avec l'évolution de la dynamique propre de la goutte avec l'augmentation de la viscosité de la phase continue, évoquée en début de section. Dans le cas du mélange eau-glycérol, le temps d'amortissement d'une déformation étant plus court que dans l'eau et du même ordre de grandeur que la fréquence propre d'oscillation, on peut envisager que les déformations subies dans la région proche de l'orifice soient amorties, limitant ainsi la rupture dans cette zone, et la reportant de fait plus loin dans l'écoulement.

3.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit la rupture des gouttes à l'échelle d'un volume fini en aval de la restriction, pour une plage étendue de conditions opératoires. Les grandeurs statistiques mesurées, la probabilité de rupture, le nombre de fragments moyen et le diamètre moyen des gouttes-filles, évoluent de façon monotone en fonction d'un nombre de Weber global basé sur la perte de charge maximale à travers l'orifice. L'augmentation de la viscosité de la phase continue modifie légèrement le processus de fragmentation et ne change que très peu l'évolution de la probabilité de rupture globale en fonction du Weber. On peut conclure de cette étude que, dans la limite de géométries de restriction similaires, la perte de charge maximale à travers l'orifice permet de convenablement modéliser le phénomène de rupture, en accord avec les expériences passées de Percy et Sleicher (1983). Cependant, l'étude des lieux de rupture a mis en valeur d'une part l'inhomogénéité spatiale de la rupture en aval de l'orifice, et d'autre part des différences de comportement significatives suivant la viscosité de la phase continue. A l'échelle locale, les mécanismes de rupture semblent donc très dépendants de la structure locale de l'écoulement et en conséquence, du nombre de Reynolds dans la conduite. Dans le but d'apporter des éléments de réponse à ces observations, une étude des mécanismes de rupture à l'échelle de la goutte a été entreprise dans les chapitres suivants. Dans un premier temps, le champ hydrodynamique local en aval de la restriction a été caractérisé à l'aide de la PIV rapide puis le champ local du nombre de Weber vu par les gouttes a été identifié.

Chapitre 4 Etude hydrodynamique

4.1	INTRODUCTION	135
4.2	STRUCTURE DE L'ÉCOULEMENT	137
4.2.1	<i>Champ de vitesse moyenne</i>	137
4.2.2	<i>Champ des fluctuations de vitesse</i>	140
4.3	CONTRAINTES LOCALES DE DEFORMATION	144
4.3.1	<i>Contribution du mouvement moyen</i>	144
4.3.2	<i>Contribution de la turbulence</i>	148
4.4	NOMBRE DE WEBER TURBULENT ET LIEUX DE RUPTURE	151

4.1 Introduction

Pour identifier les conditions de la rupture à l'échelle de la goutte, il faudrait pouvoir, de façon idéale, reconstituer localement la contrainte hydrodynamique subie par la goutte le long de sa trajectoire dans l'écoulement, connaître la relation entre la déformation de la goutte et la contrainte subie, et identifier enfin un critère de rupture généralisable à l'ensemble des gouttes et des conditions opératoires. En dépit de sa complexité, nous avons tenté de reproduire les étapes de ce scénario, dont la première mentionnée constitue l'objet de ce chapitre.

Dans un premier temps, nous avons caractérisé le champ hydrodynamique local en aval de l'orifice. Vis à vis du processus de déformation et de rupture, la notion de "local" implique ici une échelle de description de l'écoulement plus petite que le diamètre moyen des gouttes injectées (autour de 2.4mm) dans le domaine spatial, et plus faible que le temps caractéristique de réponse des gouttes (période propre d'oscillation, de l'ordre de 20ms) dans le domaine temporel. Ces considérations nous ont conduit à mettre en oeuvre la technique de PIV rapide décrite dans le chapitre 2 de ce rapport. Dans cette étude, la détermination du champ de vitesse en aval de l'orifice est intéressante à plusieurs titres : d'une part, elle va permettre d'estimer directement la contrainte exercée par le fluide sur la goutte, sans faire d'hypothèse a priori sur la nature ou la structure de l'écoulement. D'autre part, malgré la géométrie en apparence académique de l'écoulement, il est difficile de trouver des données détaillées sur ce type d'écoulement dans la littérature, sur le plan expérimental (Morrison *et coll.*, 1993) comme sur le plan numérique (Erdal et Andersson, 1997). La structure de cet écoulement est cependant connue et s'apparente à celle d'un jet confiné, caractérisée par de fortes inhomogénéités spatiales. La zone de production de turbulence est localisée en périphérie du jet, là où le gradient de vitesse est maximum. Les mesures par PIV du champ moyen et fluctuant de l'écoulement ont confirmé cette structure et sont présentées dans la section 4.2.

L'expression de la contrainte de déformation subie par la goutte dépend en règle générale de la géométrie de l'écoulement et du nombre de Reynolds particulière. Dans les écoulements déterministes simples (cisailé, élongationnel), cette contrainte est décrite par une échelle unique (gradient de vitesse au point à bas Reynolds, accélération à l'échelle du rayon de la goutte à fort Re). Dans un écoulement turbulent homogène isotrope, la contrainte de déformation est donnée dans le domaine inertiel, par la fluctuation d'énergie cinétique à l'échelle de la goutte, qui est reliée à la dissipation d'énergie turbulente.

Dans le cas présent, la structure hétérogène de l'écoulement en aval de l'orifice pose alors de façon cruciale le problème de la détermination de la contrainte de déformation qui comprend a priori plusieurs contributions d'origines différentes : un terme de contrainte

“visqueuse” par le gradient de vitesse moyenne et deux termes de contraintes inertielles dues à l’accélération moyenne et à la turbulence. L’examen du champ moyen et fluctuant a permis d’identifier chacune de ces contributions en tout point de l’écoulement. Cette analyse fait l’objet du paragraphe 4.3.

La caractérisation du champ de vitesse locale et de la contrainte de déformation a été réalisée pour des écoulements monophasiques d’eau (système A et B) et du mélange eau-glycérol (système C). Pour chacune de ces phases, deux débits ont été étudiés avec un orifice de rapport $\beta=0.5$. Les conditions expérimentales de ces quatre cas tests sont reportées dans le tableau 4.1. On notera la différence significative entre les nombres de Reynolds dans l’orifice d’un système à l’autre. A titre d’indication, nous avons également reporté le Weber moyen global pour une goutte d’heptane coloré de 2.4mm de diamètre (systèmes B et C). Dans le cas du débit le plus faible ($U_o=0.6\text{m/s}$), les probabilités de rupture sont proches de $\frac{1}{2}$ pour les deux systèmes, tandis qu’elles dépassent 1 dans le cas du plus fort débit. L’intérêt de ces cas tests est double : d’une part ils offrent des situations contrastées en terme de rupture en aval de l’orifice. D’autre part, à chaque valeur de probabilité, correspondent des nombres de Reynolds également contrastés.

	Eau		Eau-Glycérol	
Q_c (L/h)	383	583	383	583
U (m/s)	0.15	0.23	0.15	0.23
U_o (m/s)	0.60	0.92	0.60	0.92
Re_o	11000	16700	2100	3220
ΔP_{max} (Pa)	315	565	285	740
$d=2.4\text{mm}$	Système B		Système C	
We	31	56	29	75
$P(We)$	0.51	1	0.54	1

Tableau 4.1 : Conditions opératoires étudiées

La fréquence d’acquisition des images PIV est de 2000Hz en format 1024×512 pixels. Les dimensions du champ correspondantes sont de 60mm en hauteur depuis la base de l’orifice et de 30mm en largeur (diamètre de la conduite). La taille de la fenêtre de calcul de l’intercorrélacion est de 0.55mm (16 pixels), correspondant à environ $\frac{1}{4}$ du diamètre d’une goutte de 2.4mm diamètre.

4.2 Structure de l'écoulement

Dans cette section, nous examinons les champs de vitesse et de turbulence en aval de l'orifice pour les 4 cas tests étudiés. Les grandeurs moyennes sont calculées sur une durée d'enregistrement de 1.5 seconde de l'écoulement (3000 réalisations). Ce temps d'intégration représente un bon compromis entre convergence locale des grandeurs moyennes et temps de calcul.

4.2.1 Champ de vitesse moyenne

Les Figure 4.1 et Figure 4.2 représentent les champs de la vitesse moyenne en vecteurs et en lignes de courant, respectivement de l'eau et du mélange eau-glycérol, dans le cas du plus faible débit ($U_o=0.6\text{m/s}$). La géométrie de l'écoulement est similaire dans les deux cas : un jet central axisymétrique est généré par le passage du fluide dans l'orifice et qui, en s'éloignant de la restriction de conduite, diffuse progressivement dans la direction radiale. Une recirculation toroïdale en aval de la restriction est générée au bord extérieur du jet. Entre la paroi et la zone du jet, les lignes de courant sont associées à des valeurs de vitesse beaucoup plus faibles que dans la partie centrale de l'écoulement (Figure 4.1b et Figure 4.2b). L'effet du nombre de Reynolds se traduit par une diffusion transverse du jet plus forte et un raccordement plus rapide vers l'écoulement de conduite dans le cas de l'eau, que dans le cas du mélange eau-glycérol. La longueur de la fenêtre de mesure n'est toutefois pas assez grande ($X=60\text{mm}=2D$) pour observer l'établissement de l'écoulement dans la conduite en aval de l'orifice ($X>5D$ à fort Re). L'aspect asymétrique des zones de recirculation, notamment dans le cas du mélange eau-glycérol (plus faible Re), peut être attribué à des effets de battement du jet à basse fréquence et à un temps d'intégration insuffisant dans ces zones à basse vitesse.

Les profils de vitesse axiale sont représentés (figure 4.3) à différentes sections en aval de l'orifice pour les 4 cas tests. Nous avons vérifié que l'intégration des profils de vitesse sur la section permettait de retrouver le débit circulant dans la conduite. On constate une bonne symétrie axiale de l'écoulement dans le jet, dans toutes les sections de la zone de mesure. Le profil de vitesse, initialement plat à la sortie de l'orifice, tend à s'étaler au fur et à mesure que la distance à l'orifice augmente : la quantité de mouvement du jet est transmise par diffusion turbulente au fluide environnant, ce qui conduit d'une part à la diminution de la vitesse maximale observable sur l'axe de symétrie, et, d'autre part, à l'élargissement de la section du jet par entraînement. On retrouve dans les profils de vitesses moyennes radiales (proposés en Annexe 2) la contribution de l'élargissement du jet (vitesses radiales positives) et de la recirculation (vitesses radiales négatives pour des distances proches de l'orifice, puis positives pour des distances plus éloignées). Le maximum de vitesse axiale est observé sur l'axe de la

conduite pour tous les profils. La valeur maximale de la vitesse sur l'axe est atteinte à une distance de 10mm environ de l'orifice, soit en valeur adimensionnelle, $X/D=1/3$.

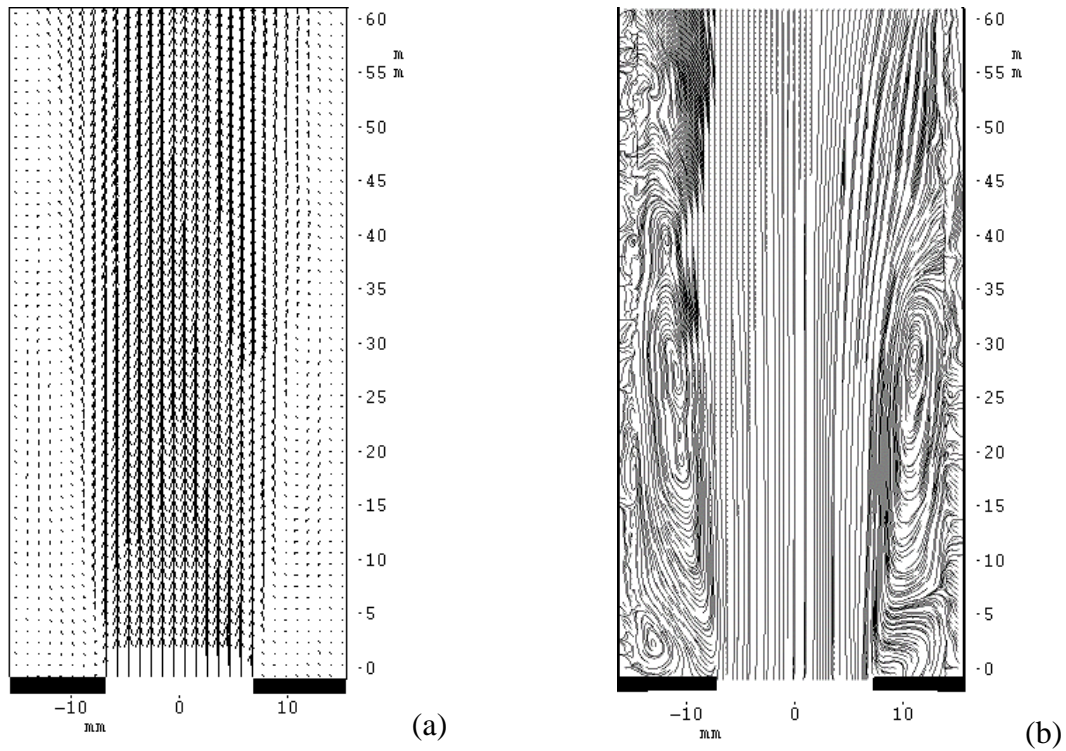


Figure 4.1 : Champs de vitesse moyenne pour l'eau, $U_o=0.60\text{m/s}$ ($Re_o=11000$) :

(a) Champ de vecteurs; (b) Lignes de courant

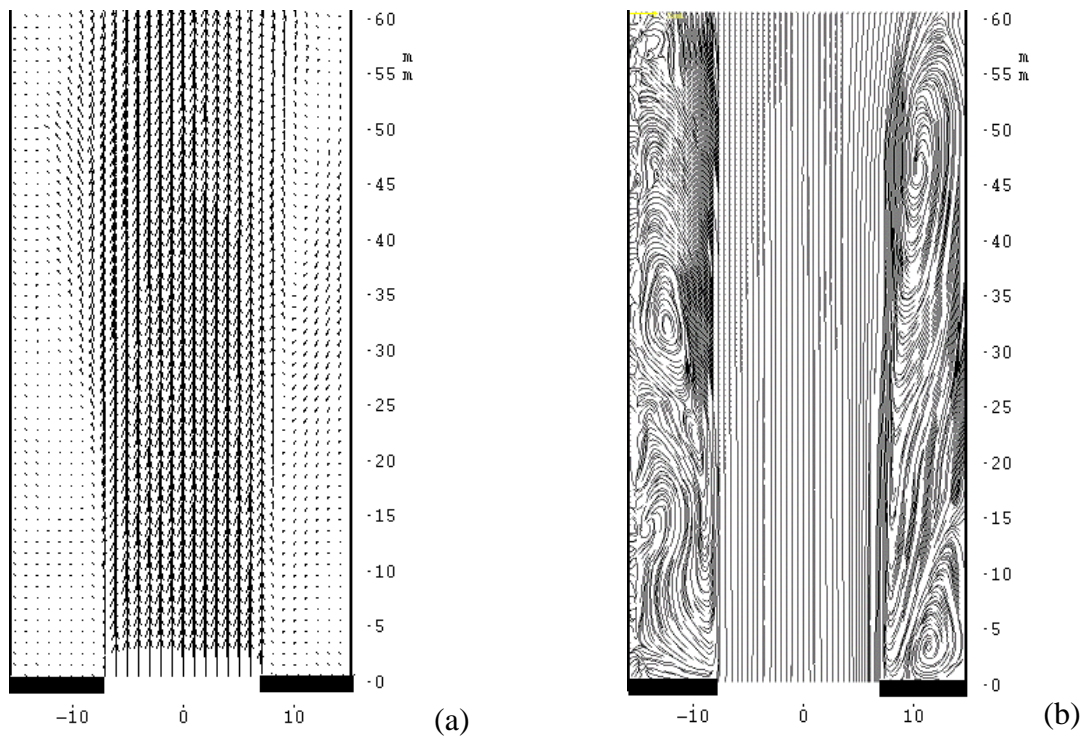


Figure 4.2: Idem fig. 4.1- Mélange eau-glycérol $Re_o=2100$

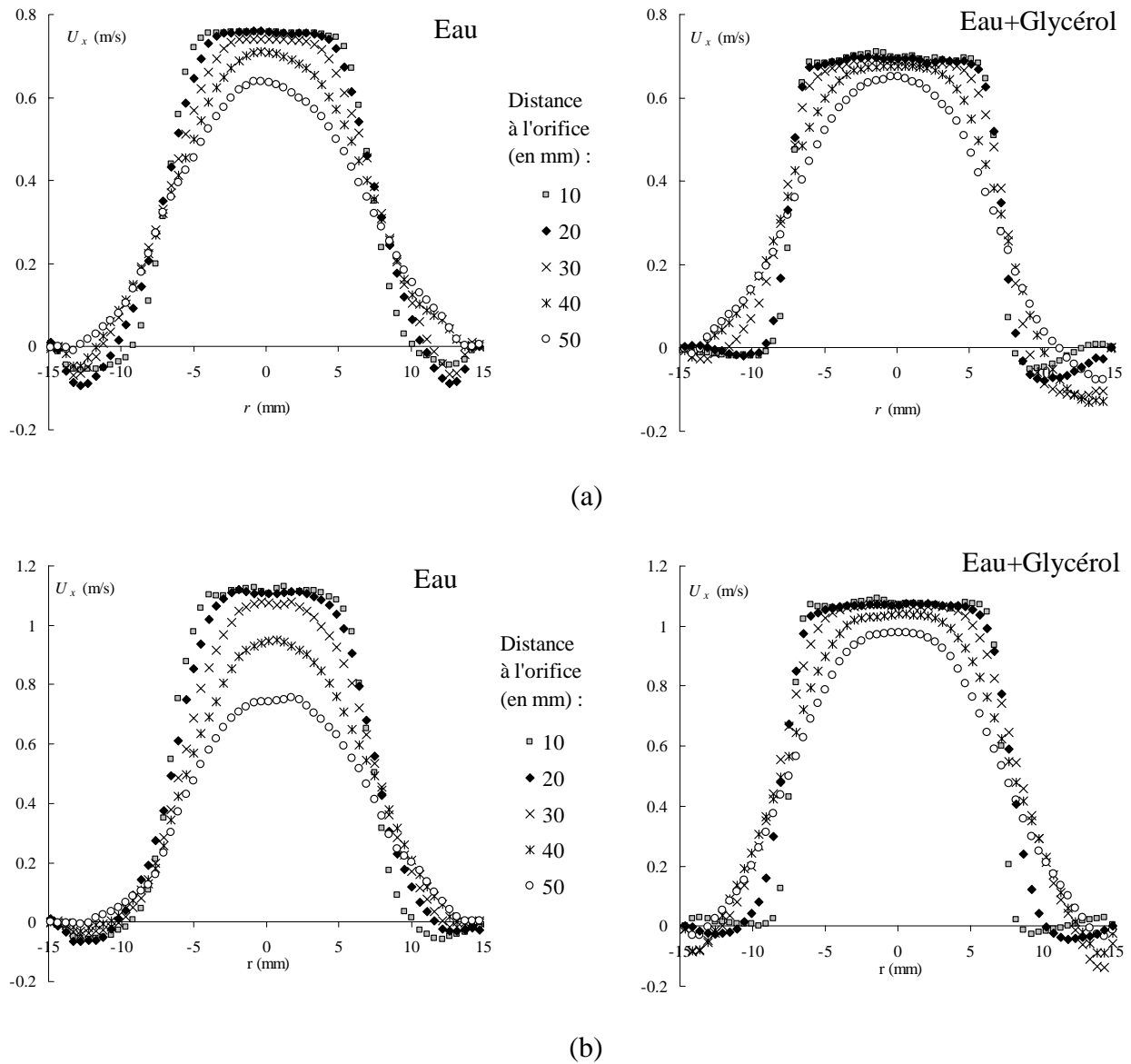


figure 4.3 : Profils de la composante longitudinale de la vitesse moyenne \bar{U}_x pour l'eau et le mélange eau+glycérol pour deux valeurs de vitesse débitante dans l'orifice :
(a) $U_o=0.60$ m/s, (b) $U_o=0.92$ m/s.

Cette valeur est proche de $X/D=3/8$, la valeur expérimentale déterminée par Morrison et al. (1993), dans le cas d'un écoulement gazeux à travers un orifice concentrique de même rapport ($\beta=0.5$), mais pour un Reynolds dans l'orifice beaucoup grand ($Re_o=1.810^5$). Ces auteurs remarquent d'ailleurs le décalage entre la position axiale de ce maximum et celle, plus en aval, du minimum de pression pariétale ($X/D=1$). Il est intéressant de noter également le rapport entre cette vitesse et la vitesse moyenne dans l'orifice. Dans le cas de l'eau, on trouve pour les deux débits $U_{x,max}(r=0)/U_o=1.25$, une valeur très proche de celle déterminée par Morrison et al. Dans le cas du mélange eau-glycérol, la valeur maximale de la vitesse longitudinale sur l'axe de la conduite est légèrement plus faible. L'accélération axiale de la

vitesse derrière l'orifice est provoquée par les recirculations latérales qui augmentent la valeur du débit dans l'axe du jet. Au-delà de 10mm, la vitesse sur l'axe décroît de manière continue avec la distance à l'orifice. Le taux de décélération est une fonction croissante du nombre de Reynolds. Il est minimum pour le mélange eau-glycérol pour $U_o=0.6\text{m/s}$ et maximum dans le cas de l'eau, pour $U_o=0.92\text{m/s}$.

On remarque également que la coordonnée radiale du point d'inflexion des profils de vitesse axiale (lieu du maximum du gradient de vitesse) est à peu près constante et correspond à celle du bord de l'orifice ($r = \pm 7.5\text{mm}$). Signalons que cette position radiale est aussi le lieu du maximum de la composante radiale de la vitesse moyenne dans les recirculations, qui n'excède pas toutefois 7% de la vitesse maximale au centre du jet. La présence des recirculations génère cependant des vitesses légèrement négatives de la composante longitudinale au voisinage de la paroi.

4.2.2 Champ des fluctuations de vitesse

Le champ de fluctuations de vitesse est obtenu en retranchant aux champs de vitesse instantanée le champ de vitesse moyenne associé. La Figure 4.4 représente les isovaleurs de l'écart-type des fluctuations de vitesses longitudinales $\sqrt{u_x'^2}$ pour les 4 cas tests étudiés. On remarque d'abord la forte inhomogénéité spatiale de ces distributions, dont les valeurs sont réparties sur des plages étendues, entre 0.02 et 0.2m/s pour le plus faible débit (figure 4.4a) et entre 0.04 et 0.4m/s pour le débit le plus élevé (figure 4.4b). Dans tous les cas étudiés, l'allure générale de ces distributions est similaire. Les minima des fluctuations axiales sont localisés au cœur du jet et dans les zones de recirculation entre le jet et la paroi, tandis que les maxima se situent à la frontière du jet, dans les zones de plus fort gradient de vitesse. La production de turbulence est confinée dans deux faisceaux issus des bords de l'orifice et symétriques par rapport à l'axe de la conduite. Ces faisceaux s'élargissent progressivement dans la conduite et convergent au-delà d'une distance à l'orifice qui croît avec le nombre de Reynolds (entre 30 et 40mm dans le cas de l'eau, au-delà de 60mm dans le cas du mélange eau-glycérol). On remarque cependant que dans la partie basse du jet ($X < 20\text{mm}$), la largeur du faisceau est beaucoup plus étroite dans le cas du mélange eau-glycérol que dans le cas de l'eau, quel que soit le débit considéré.

L'examen des profils radiaux des fluctuations de vitesse axiale, représentés à différentes distances de l'orifice, confirme ces observations et permet de comparer les intensités des fluctuations entre les deux systèmes (Figure 4.5). Les profils présentent deux pics à $r = \pm 7.5\text{mm}$ dont la base s'élargit et l'intensité diminue avec la distance à l'orifice.

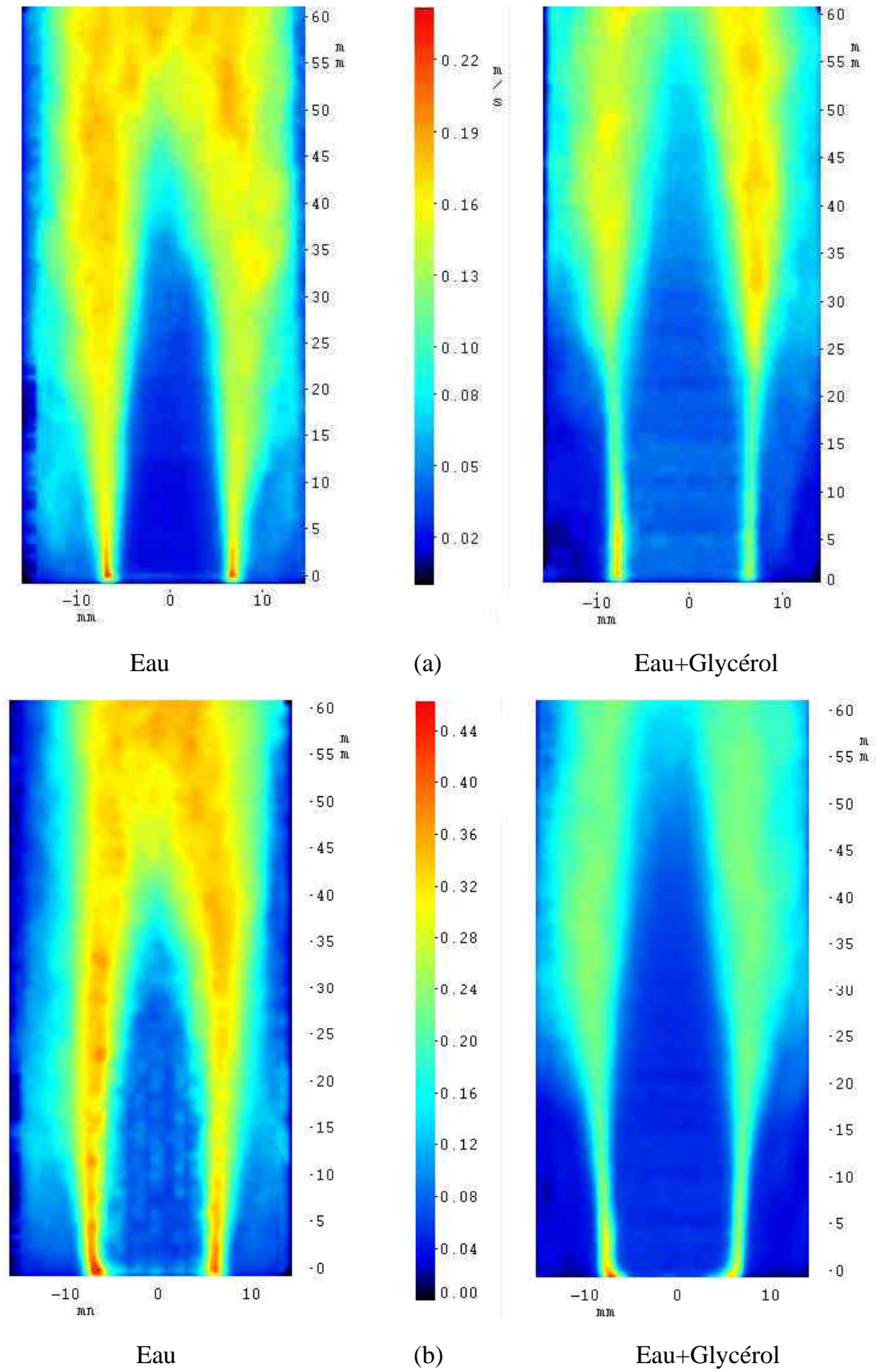


Figure 4.4 : Ecart-type des fluctuations de vitesse longitudinale $\sqrt{u_x'^2}$ (en m/s) pour l'eau et le mélange eau+glycérol : (a) $U_o = 0.60$ m/s, (b) $U_o = 0.92$ m/s.

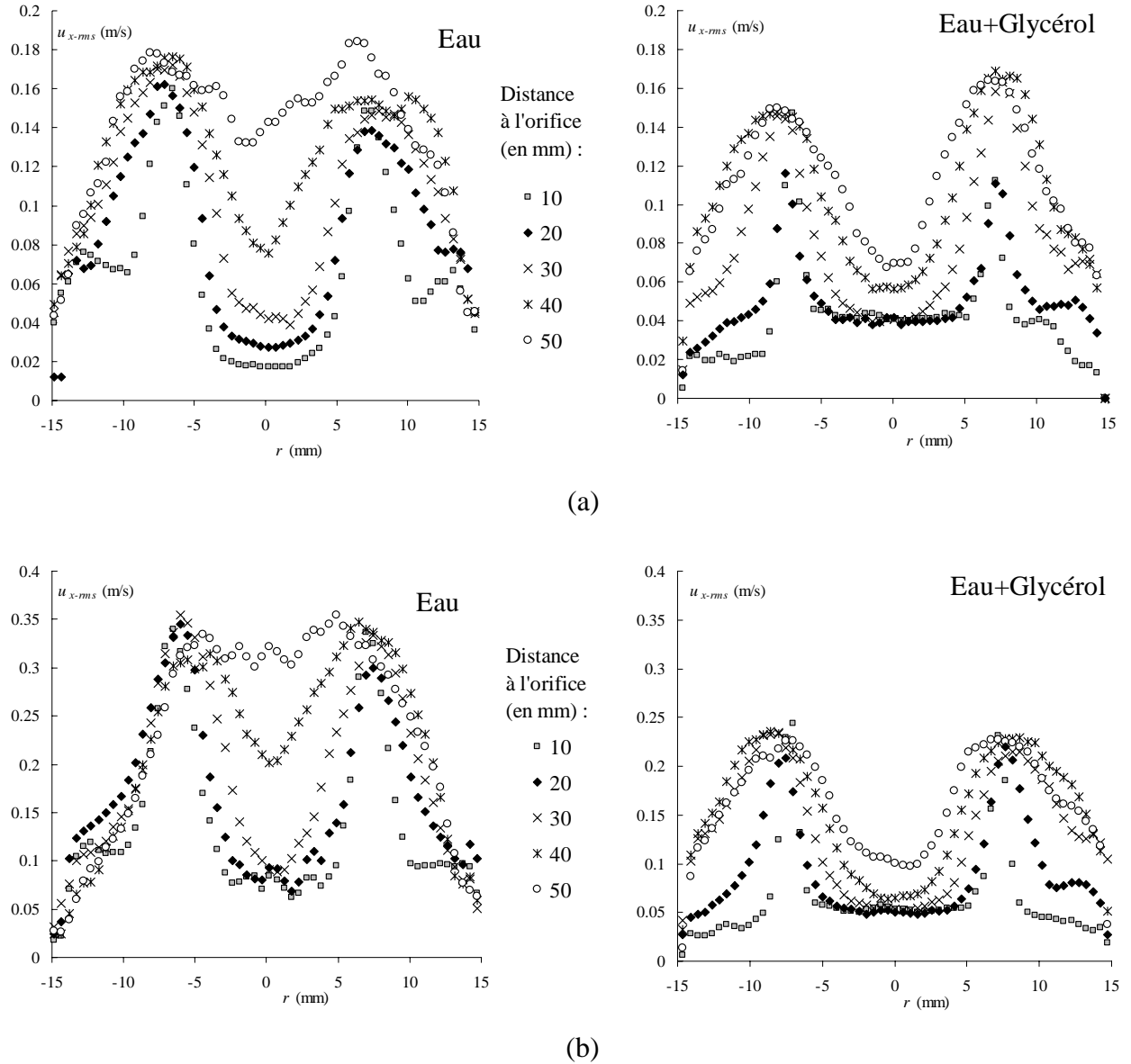


Figure 4.5 : Profils de l'écart des fluctuations de vitesse longitudinale $u_{x-rms} = \sqrt{u_x'^2}$ pour l'eau et le mélange eau+glycérol : (a) $U=0.60$ m/s, (b) $U=0.92$ m/s.

Dans le cas de l'eau, l'étalement de ces pics de turbulence est plus rapide que dans le cas du mélange eau-glycérol, où ces maxima locaux subsistent encore en frontière du domaine ($X=60$ mm). Près de l'orifice ($X=10$ mm), la largeur des pics des fluctuations est beaucoup plus étroite dans le cas du mélange eau-glycérol que dans le cas de l'eau.

Pour la plus faible vitesse étudiée (figure 4.5a), les maxima d'intensité des fluctuations sont sensiblement identiques pour les deux systèmes (proche de 0.18m/s dans le cas de l'eau et de 0.17m/s dans le cas du mélange eau-glycérol). Dans ce cas, le carré du rapport entre le maximum de ces fluctuations et le maximum de la vitesse dans l'axe du jet (0.7m/s) est de l'ordre de $5.8 \cdot 10^{-2}$ pour les deux systèmes, une valeur conforme à celle mesurée par Morrison

et coll. (1993). Compte tenu du contraste des conditions d'écoulement entre ces deux études, il semble légitime de considérer cette valeur du rapport de 5.10^{-2} comme un invariant de l'écoulement turbulent dans une conduite à travers un orifice de rapport $\frac{1}{2}$. En revanche, dans le cas de la plus forte vitesse étudiée (figure 4.5b), le niveau des fluctuations de vitesse axiale est sensiblement plus élevé pour l'eau (0.35m/s) que pour le mélange eau-glycérol (0.24m/s). L'évaluation du rapport précédent donne une valeur proche de 5.10^{-2} dans ce cas pour le mélange eau-glycérol, mais de l'ordre de 10^{-1} dans le cas de l'eau. Ainsi, dans ce dernier cas, les fluctuations de vitesse semblent avoir été surestimées.

Le champ des fluctuations de vitesse radiale (cf Annexe 2) présente une structure en faisceau similaire à celui des fluctuations de la composante axiale, avec des pics d'intensité maximale à la verticale du bord de l'orifice, qui s'élargissent progressivement en aval de celui-ci. Notons que dans le cas d'un écoulement du mélange eau-glycérol, le niveau des fluctuations radiales est négligeable jusqu'à la côte $X=10\text{mm}$. Pour chaque débit considéré, l'intensité maximale des fluctuations est sensiblement la même pour les deux systèmes (légèrement supérieure pour le mélange eau-glycérol), voisine de 0.12m/s lorsque $U_o=0.6\text{m/s}$ et de 0.16m/s pour $U_o=0.92\text{m/s}$. L'intensité turbulente précédemment définie est proche de 210^{-2} , une valeur également en accord aux données expérimentales de Morrison et al. Globalement, le niveau d'anisotropie est constant dans la zone de développement de la turbulence ($X>20\text{mm}$), avec un rapport entre l'écart-type des fluctuations axiale et radiale de l'ordre de 1.5. Dans le cas de l'eau au plus fort débit, ce rapport est légèrement supérieur à 2 en moyenne.

En résumé, l'étude du champ hydrodynamique a révélé le caractère fortement inhomogène du champ de vitesse moyenne et fluctuante. Entre les deux systèmes, si la structure de ces champs est similaire pour un débit donné, les principales différences relevées concernent la diffusion du gradient de vitesse et la production de turbulence à proximité de l'orifice ($X<20\text{mm}$), plus grandes dans le cas de l'eau que dans le cas du mélange eau-glycérol. Dans la partie supérieure de l'écoulement, le niveau des fluctuations est du même ordre de grandeur entre les deux systèmes pour le plus faible débit étudié. Pour le débit le plus fort, le niveau observé des fluctuations axiales dans l'eau est plus élevé que dans le mélange eau-glycérol (d'un facteur 1.5 environ). Ce dernier résultat est toutefois en désaccord avec la valeur apparemment constante de l'intensité turbulente axiale maximale que l'on vérifie dans les trois autres cas, et par ailleurs en accord avec les résultats de Morrison et al. (1993).

L'étape suivante consiste à identifier dans ces champs hydrodynamiques, la nature et l'intensité des contraintes de déformation vues par une goutte le long de sa trajectoire, et à l'origine de sa rupture éventuelle. Le choix de l'échelle de discrétisation spatiale du champ hydrodynamique, plus petite que le diamètre moyen des gouttes, permet d'accéder localement à ces contraintes.

4.3 Contraintes locales de déformation

L'estimation des contraintes locales de déformation d'une goutte dans un écoulement turbulent inhomogène requiert l'évaluation, à l'échelle de la goutte, des différentes contributions dues à l'écoulement moyen et à la turbulence. Compte tenu de l'inhomogénéité de l'écoulement, l'intensité et le poids relatif de chacune de ces contributions n'est pas a priori identique dans chaque zone de l'écoulement, et leur évaluation respective dans tout le domaine en aval de l'orifice est nécessaire. Ces contraintes sont comparées à la force de cohésion de la goutte due à la tension interfaciale, par le biais de nombres de Weber ou Capillaire.

4.3.1 Contribution du mouvement moyen

La contribution du mouvement moyen à la déformation comporte deux composantes distinctes : une composante "visqueuse" liée au cisaillement moyen, maximale au niveau du point d'inflexion des profils de vitesse et une composante inertielle, liée à l'accélération de la vitesse moyenne, essentiellement dominante dans la direction axiale de l'écoulement.

Composante visqueuse

Dans ce cas, le critère de déformation s'exprime à l'aide d'un nombre capillaire basé sur le gradient local de la vitesse moyenne. Etant donné la structure du champ de la vitesse moyenne, la valeur de ce gradient de vitesse est maximisée par le gradient radial de la composante axiale de la vitesse moyenne, $\frac{\partial \bar{U}_x}{\partial r}$. Le nombre capillaire s'écrit alors :

$$Ca = \frac{\mu_c \frac{\partial \bar{U}_x}{\partial r} d}{2\sigma}, \quad (4.1)$$

où d est le diamètre de la goutte, dont la valeur moyenne est prise ici égale à 2.4mm (valeur représentative des expériences de rupture). La Figure 4.6 représente les champs de ce nombre capillaire Ca en aval de l'orifice pour les 4 cas tests étudiés, l'eau correspondant au système liquide-liquide B et le mélange eau-glycérol au système C. On constate que les maxima du nombre capillaire sont logiquement localisés à la frontière du jet, à la verticale du bord de l'orifice, dans une zone proche de l'orifice. Cette zone est plus large et moins allongée pour l'eau (système B) que pour le mélange eau-glycérol (système C), mais l'intensité maximale du nombre capillaire pour le système C (0.2) est environ 10 fois plus grande que pour le système B (0.02).

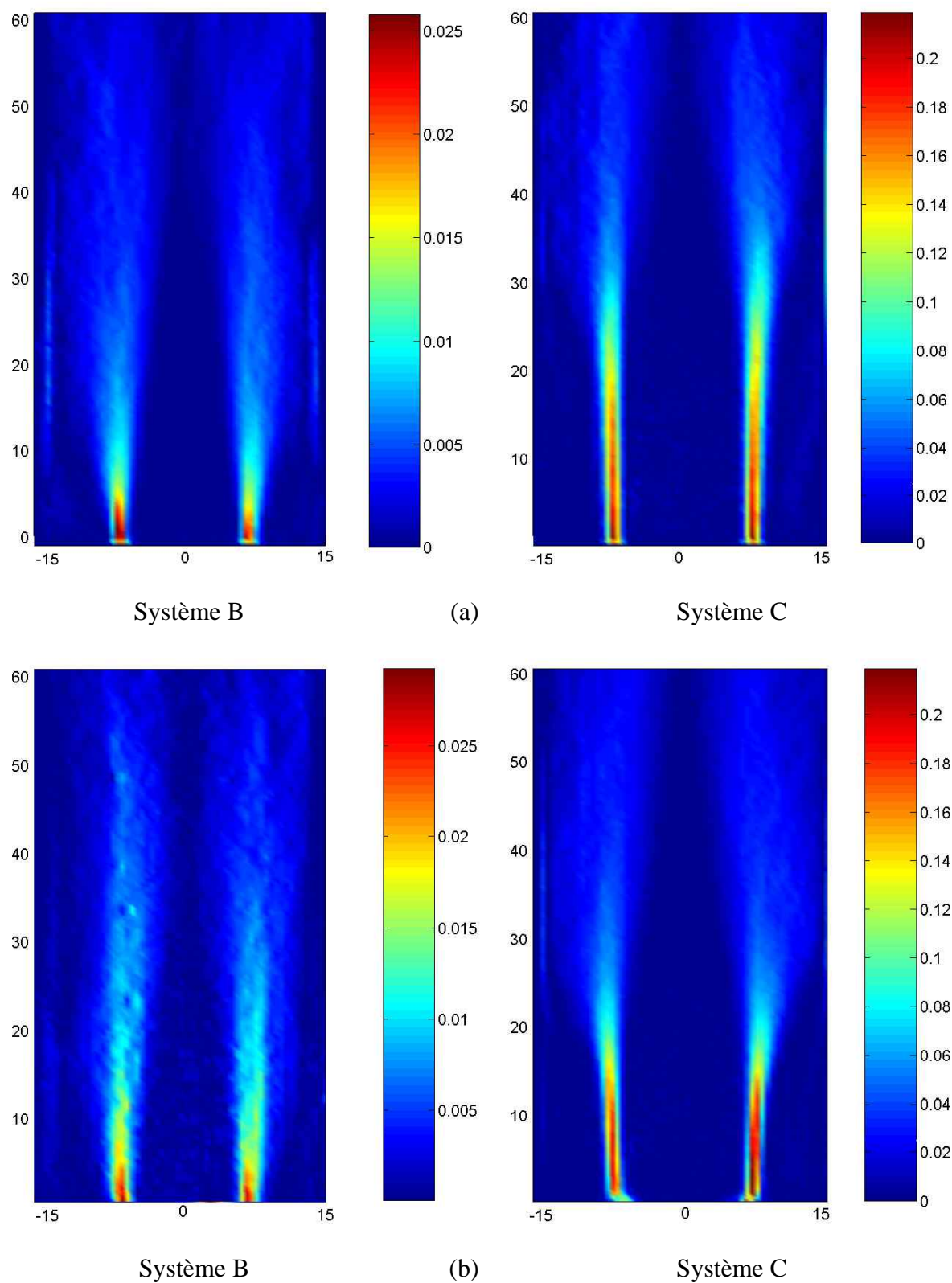


Figure 4.6 : Isovaleurs du nombre Capillaire pour les systèmes B (heptane coloré/eau) et C (heptane coloré/eau-glycérol) : (a) $U_o = 0.60$ m/s, (b) $U_o = 0.92$ m/s.

Les tensions interfaciales étant sensiblement identiques entre ces deux systèmes, cet effet est dû au rapport des viscosités entre ces deux systèmes d'une part, d'autre part à la diffusion du gradient de vitesse, plus faible dans le mélange eau-glycérol que dans l'eau. Rappelons que ces valeurs ne peuvent pas être comparées aux valeurs critiques du nombre capillaire dans le cas des écoulements cisailés visqueux (Grace 1970, Bentley & Leal 1986), valables à faible nombre de Reynolds particulaire.

Composante inertielle

La contribution inertielle du mouvement moyen à la déformation de la goutte résulte de l'accélération locale du fluide porteur à l'échelle du rayon de la goutte. Etant donné la structure de l'écoulement, l'accélération suivant l'axe de la composante longitudinale $\frac{\partial \bar{U}_x}{\partial x}$, est majoritaire dans le jet et elle est plus grande que l'accélération radiale $\frac{\partial \bar{U}_r}{\partial r}$ dans les zones de recirculations. A la frontière du jet, le gradient radial de pression est négligeable (par analogie avec une couche limite) et dans ce cas, c'est également l'accélération axiale que l'on doit considérer. Ainsi, dans tout le domaine de l'écoulement, $\frac{\partial \bar{U}_x}{\partial x}$ représente l'échelle pertinente de la composante inertielle du mouvement moyen, responsable de la déformation de la goutte. Le champ des isovaleurs de cette grandeur est représenté dans la Figure 4.7 pour les 4 cas d'écoulement étudiés. On remarque la juxtaposition de zones de décélération et d'accélération à la frontière du jet, caractéristiques de la "vena contracta". Si la structure de ces champs diffère d'un système à l'autre (plus diffus dans le cas de l'eau que dans le cas du mélange eau-glycérol), la plage de variation des valeurs de l'accélération axiale observées sur la figure 4.7 varie relativement peu entre les deux débits et d'un système à l'autre (entre -60 et $+60 \text{ s}^{-1}$). Le critère de déformation s'exprime dans ce cas par un nombre de Weber défini par :

$$We = \frac{\rho_c \left(\frac{\partial \bar{U}_x}{\partial x} \right)^2 d^3}{4\sigma}, \quad (4.2)$$

On constate que la valeur maximale de ce nombre de Weber est supérieure aux valeurs du nombre capillaire précédemment calculées, mais toujours inférieure à l'unité dans la totalité du domaine de l'écoulement.

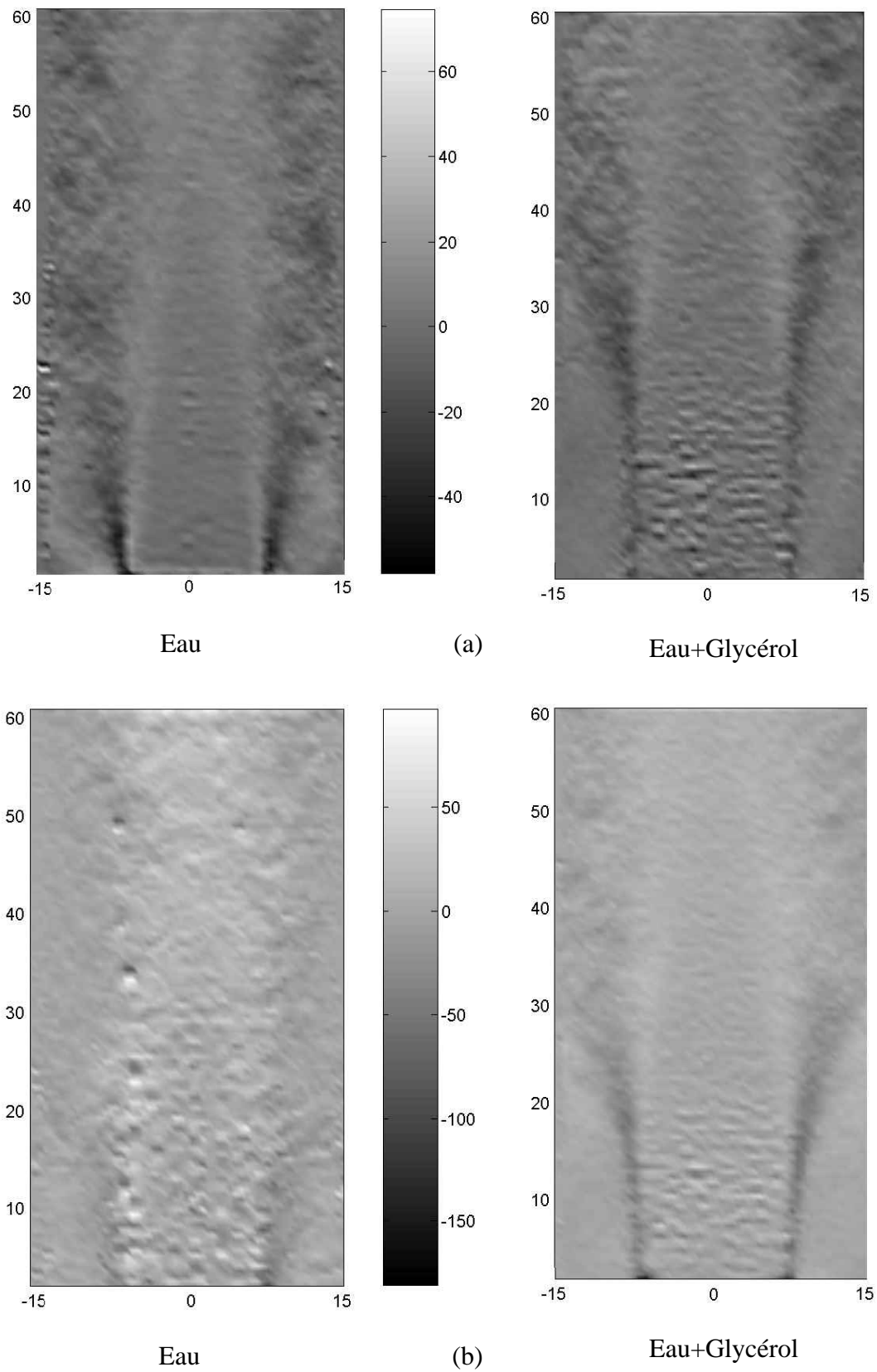


Figure 4.7 : Isovaleurs de l'accélération de la vitesse moyenne axiale (en s^{-1}) pour l'eau et le mélange eau+glycérol : (a) $U_o=0.60$ m/s, (b) $U_o=0.92$ m/s.

4.3.2 Contribution de la turbulence

L'observation des enregistrements vidéo haute fréquence des trajectoires des gouttes en aval de l'orifice suggère un rôle important des fluctuations de pression lors de la rupture de celles-ci, traduisant les variations d'énergie cinétique fluctuante à l'échelle du diamètre de la goutte. Avant d'évaluer l'intensité du nombre de Weber résultant de ces contraintes turbulentes, il est nécessaire de comparer le diamètre moyen des gouttes injectées aux échelles spatiales caractéristiques de ces fluctuations. Dans un écoulement fortement hétérogène tel que celui étudié, ces échelles varient localement et la détermination locale de la fonction d'autocorrélation (suivant les deux directions) de la fluctuation de vitesse reste fastidieuse.

Nous nous sommes contentés d'une estimation grossière de l'échelle de Kolmogorov et de la macro échelle caractéristique du mouvement turbulent. Ces échelles sont évaluées à partir d'une expression globale de la dissipation à travers l'orifice et donnée par la relation suivante:

$$\varepsilon = \frac{1}{\rho_c} \frac{\Delta P_{\max} U_o}{2D} (1 - \beta^2) \quad (4.3)$$

où ΔP_{\max} , D , et β sont respectivement la variation de pression maximale à travers l'orifice, le diamètre de la conduite et le rapport d'orifice ($1/2$). D'après les résultats du chapitre II, on peut réécrire cette expression suivant :

$$\varepsilon = \frac{U_o^3}{D} \frac{(1 - \beta^2)(1 - \beta^4)}{4C_{Do}^2} \quad (4.4)$$

où C_{Do} est le coefficient de perte de charge dans l'orifice, dont la valeur moyenne est l'ordre de 0.85, dans la plage de Reynolds considérée. La micro-échelle de Kolmogorov se déduit alors par la relation :

$$\lambda_k = \left(\frac{\mu_c^3}{\rho_c^3 \varepsilon} \right)^{1/4} \quad (4.5)$$

Dans la plage des débits étudiés, la micro-échelle de Kolmogorov est de l'ordre de quelques dizaines de microns, donc largement inférieure à la taille des gouttes injectées dans la conduite, ainsi qu'à celle des plus petits fragments observés.

Une macro-échelle spatiale de la turbulence générée par l'orifice peut alors se déduire d'après la relation :

$$\Lambda \approx \frac{u_o^3}{\varepsilon} \quad (4.6),$$

où u_o est une échelle de fluctuation caractéristique dans l'écoulement. En choisissant la valeur maximale des fluctuations de vitesse axiale, on applique alors, d'après les résultats expérimentaux, la relation approximative suivante :

$$\frac{u_o^2}{U_o^2} \approx (5.10^{-2})(1.25^2) = 0.078 \quad (4.7)$$

Si l'on substitue les relations (4.4) et (4.7) dans (4.6), on obtient l'estimation recherchée de la macro-échelle :

$$\frac{\Lambda}{D} \approx (0.078)^{3/2} \frac{4C_{Do}^2}{(1-\beta^2)(1-\beta^4)} = 0.091 \quad (4.8)$$

Ce rapport est très proche de celui d'un écoulement turbulent pleinement développé en conduite, et donne ici une valeur de Λ proche de 3mm, tout juste supérieure à la taille moyenne des gouttes injectées. Notons également que l'observation des structures tourbillonnaires dans les champs de vitesse instantanée obtenus par PIV rapide confirme cet ordre de grandeur pour la macro-échelle.

On peut donc conclure de cette analyse que la taille des gouttes injectées appartient au domaine inertiel de la turbulence. En considérant que les tourbillons dont la taille est proche du diamètre de la goutte agissent principalement sur la déformation de celle-ci, la contrainte inertielle locale instantanée qui s'applique sur la goutte s'écrit alors:

$$\tau = \rho_c \partial u^2(d) \quad (4.9),$$

où $\partial u^2(d)$ est le carré de la norme de la différence du vecteur vitesse fluctuante instantanée à l'échelle du diamètre de la goutte d . Cette grandeur est calculée localement dans le champ 2D de fluctuations de vitesse instantanée à l'échelle d'une goutte de diamètre $d=2.4\text{mm}$, équivalent à environ 5 fois la maille du champ de fluctuations de vitesse. Localement, $\partial u^2(d)$ doit être évalué dans toutes les directions. Nous nous sommes limités ici au calcul de cette contrainte suivant 4 directions principales (45° , 90° , 180° et -45°), en ne conservant que la valeur maximale :

$$\partial u^2(d) = \text{Max} \left[\left(u'_x(x+d) - u'_x(x) \right)^2 + \left(u'_r(x+d) - u'_r(x) \right)^2 \right] \quad (4.10)$$

Le nombre de Weber turbulent moyen résultant de cette contrainte de déformation est donné par:

$$We = \frac{\overline{\rho_c \partial u^2(d)} d}{\sigma} \quad (4.11)$$

Sur la figure 4.8 les cartes du nombre de Weber turbulent moyen ont été reportées pour les systèmes B et C, aux deux débits considérés.

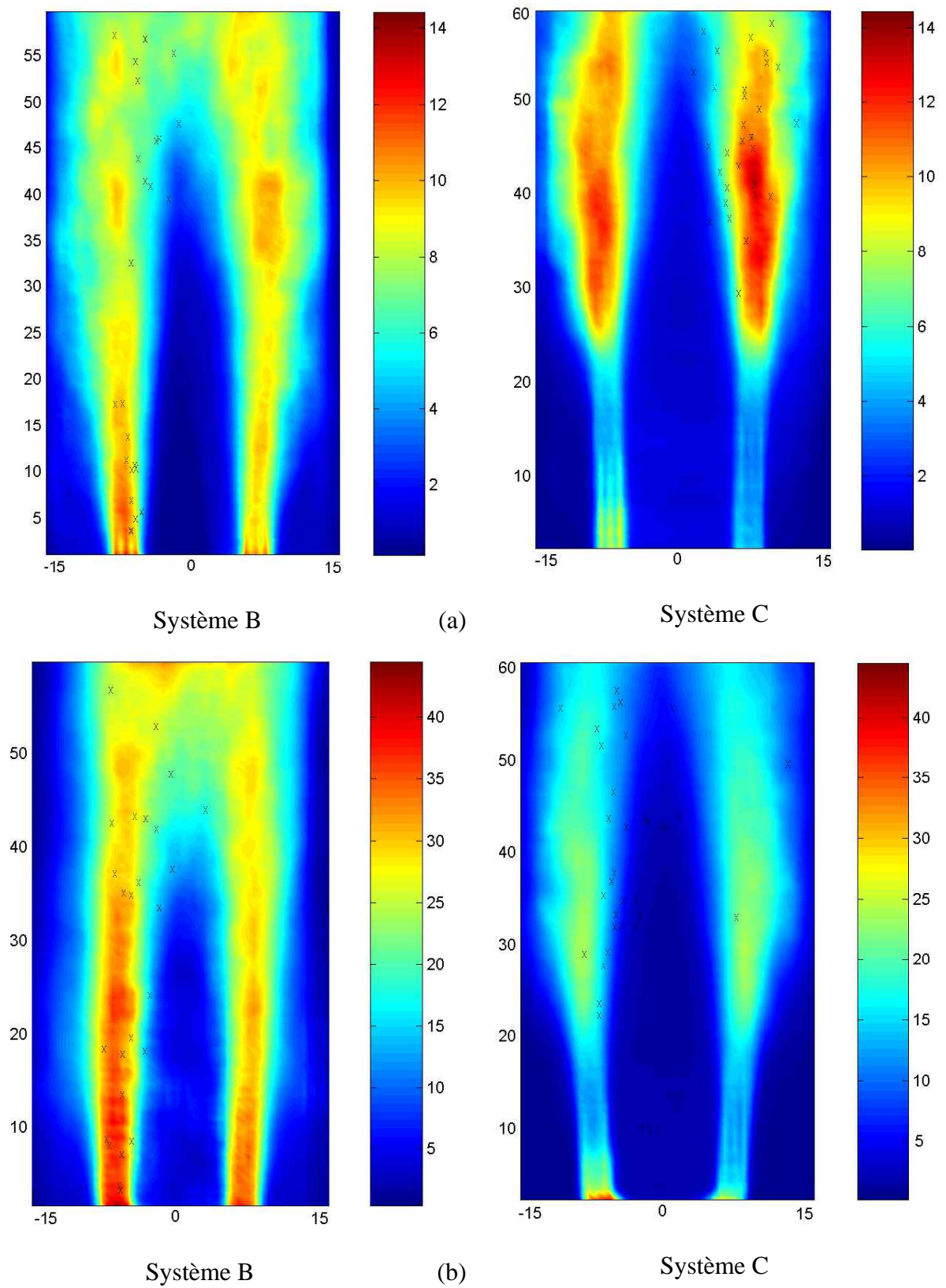


Figure 4.8 : Champs de Weber turbulent moyen pour les systèmes B (heptane coloré/eau) et C (heptane coloré/eau-glycérol) : (a) $U_o = 0.60$ m/s, (b) $U_o = 0.92$ m/s. Les croix représentent les projections des lieux de rupture.

En premier lieu, on constate que l'intensité du Weber turbulent moyen est largement supérieure aux valeurs du Capillaire et du Weber basé sur l'accélération moyenne. Ce résultat indique clairement que, dans cette plage de variation du nombre de Reynolds, c'est la turbulence qui est majoritairement responsable de la déformation et de la rupture éventuelle des gouttes pour les deux systèmes, et ceci dans tout le domaine de l'écoulement en aval de l'orifice. Les champs de la figure 4.8 ont une allure similaire aux champs de fluctuations de vitesse axiale et radiale, mais le contraste entre les deux systèmes est renforcé. Pour le débit le plus faible, le niveau des valeurs du Weber est équivalent entre les deux systèmes (entre 2 et 14) mais la distribution spatiale est très différente. Dans le cas de l'eau, à proximité de l'orifice ($X < 20\text{mm}$), on distingue une zone de forte intensité à hauteur du bord de l'orifice qui s'élargit progressivement dans la conduite. Cette zone est quasiment inexistante dans le cas du mélange eau-glycérol, la zone de plus forte intensité se trouvant dans ce cas dans la partie supérieure du domaine. Dans cette région, la valeur du nombre de Weber y est même plus élevée que dans le cas de l'eau. L'allure des champs est similaire dans le cas du débit le plus fort, mais les valeurs maximales du We turbulent sont plus élevées (entre 5 et 40). Le niveau du Weber est toutefois plus élevé dans ce cas pour le système B que pour le système C, ce résultat étant directement lié aux valeurs importantes mesurées des fluctuations de vitesse axiale dans le cas de l'eau. Toutefois, le contraste de comportement entre les deux systèmes dans la partie basse du domaine ($X < 20\text{mm}$) est toujours vérifié. Les valeurs des écarts-types du nombre de Weber turbulent avoisinent celles des champs moyens : la fluctuation temporelle du nombre de Weber est très importante, quels que soient le système et le débit de fluide porteur considérés. Les lieux des forts écarts-types coïncident également avec ceux des forts Weber turbulents moyens. A cause de ces fortes variations temporelles, on peut penser qu'il ne sera pas suffisant de constater qu'une goutte passe dans une zone où le nombre de Weber turbulent moyen est important pour affirmer qu'elle cassera. Toutefois, il est d'ores et déjà intéressant de comparer qualitativement les champs de Weber moyen et les lieux où la rupture a été effectivement observée expérimentalement. C'est l'objet du paragraphe suivant.

4.4 Nombre de Weber turbulent et lieux de rupture

L'analyse précédente a permis d'identifier et de comparer les différentes contributions de contraintes à la déformation de la goutte. Cette étude a permis de montrer d'une part, que la contrainte inertielle turbulente est la composante majoritaire dans tout le domaine de l'écoulement et de mettre en évidence d'autre part, les différences entre les champs du nombre de Weber turbulent correspondant aux deux systèmes étudiés. On peut alors comparer de façon qualitative l'allure de ces champs avec la carte des projections des lieux de rupture des gouttes dans chacun des 4 cas tests (indiqués par des croix sur la figure 4.8). Même si sur ces graphes les abscisses des lieux de rupture ne correspondent pas à leurs véritables coordonnées radiales, on sait que celles-ci sont supérieures ou égales en valeur absolue aux

abscisses lues sur les graphes. On constate ainsi sur la figure 4.8 la coïncidence remarquable entre l'enveloppe de ces lieux projetés et celle des valeurs élevées du nombre de Weber. Dans le cas de l'eau (système B), il existe une concentration des lieux de rupture dans le faisceau des forts Weber situé à la verticale du bord de l'orifice, dans la partie inférieure du domaine ($X < 20\text{mm}$). Les autres lieux de rupture se répartissent suivant la hauteur dans la zone de diffusion de ce faisceau. Cette distribution caractéristique des lieux de rupture se reproduit d'un débit à l'autre pour le système B. Dans le cas du mélange eau-glycérol, on remarque que, pour les deux débits étudiés, la zone des lieux de rupture est localisée dans la partie supérieure de l'écoulement, et correspond au lieu des Weber maximum, la rupture étant pratiquement absente de la zone proche de l'orifice. Dans le cas du plus faible débit, on constate, pour les deux systèmes, l'absence de rupture dans la zone centrale du jet et dans les recirculations, ces zones correspondant aux valeurs les plus faibles du nombre de Weber. A plus fort débit, la dispersion radiale des lieux de rupture augmente, ce qui apparaîtrait comme une conséquence logique de l'augmentation du Weber dans tout le domaine (y compris dans la zone du jet), mais l'absence d'informations sur la position radiale précise de ces points ne permet pas toutefois de conclure sur ce point.

En conclusion, si l'on a pu vérifier que les probabilités globales de rupture (c'est à dire à l'échelle du domaine en aval de l'orifice) étaient identiques pour chacun des systèmes à un débit donné, on aura pu constater que les lieux de ces ruptures sont fortement corrélés à la distribution spatiale des nombres de Weber turbulent en aval de l'orifice et que, pour un même débit, ces distributions varient d'un système à l'autre. L'analyse de ces distributions permet de mieux comprendre les allures des courbes de probabilités cumulées en fonction de la distance à l'orifice, obtenues pour chacun de ces systèmes (figure 3.28). En particulier, l'existence du "retard" pour le système C par rapport au système B à proximité de l'orifice peut s'expliquer par l'absence de fortes valeurs du Weber dans cette zone.

Par ailleurs, ces résultats semblent valider la notion de Weber critique en écoulement turbulent, mais la détermination de cette valeur critique reste encore problématique. Les champs de Weber turbulent présentés dans la figure 4.8 sont des valeurs moyennées dans le temps. Le calcul de l'écart-type temporel de ce nombre de Weber montre que les champs d'écart-type se superposent aux champs de Weber turbulent moyen et sont de même intensité. Autrement dit, si la goutte casse préférentiellement dans les zones à fort Weber en moyenne, la valeur exacte du nombre de Weber au moment de sa rupture reste indéterminée.

La question restant ouverte à l'issue de ce chapitre est de savoir comment les gouttes cassent ! On comprend à l'issue de ce chapitre que pour répondre à cette question il est nécessaire d'avoir simultanément l'information concernant la position de la goutte et la contrainte turbulente instantanée qu'elle subit. Mais, il apparaît aussi naturel qu'il soit

primordial de quantifier aussi la réponse de la goutte à ce forçage pour identifier un critère de rupture, réponse qui dépend des fréquences propres d'oscillation et d'amortissement des oscillations. Ne disposant pas des informations expérimentales requises pour cela, le moyen qui a été choisi et mis en œuvre dans le chapitre 5 pour intégrer ces différents paramètres est de simuler la trajectoire de la goutte dans le champ de vitesse instantanée 2D obtenu par PIV, de lui appliquer au cours du temps le forçage externe lié à la turbulence instantanée en fonction de sa position, et de simuler sa déformation par un modèle d'oscillation.

Chapitre 5 Simulation de la déformation et de la rupture

5.1	INTRODUCTION	157
5.1.1	<i>Etudes antérieures</i>	157
5.1.2	<i>Proposition d'une démarche</i>	158
5.2	LE MODELE DYNAMIQUE FORCE.....	161
5.2.1	<i>L'oscillateur linéaire amorti</i>	161
5.2.2	<i>Forçage exercé sur la goutte</i>	163
5.2.3	<i>Distribution des gouttes à l'entrée dans l'orifice</i>	163
5.2.4	<i>Trajectoires des gouttes</i>	165
5.3	RESULTATS DES SIMULATIONS	168
5.3.1	<i>Exemples de résultats</i>	168
5.3.2	<i>Détermination d'un critère de rupture</i>	170
5.3.3	<i>Effet du temps d'amortissement de la goutte</i>	180
5.3.4	<i>Discussion</i>	182
5.4	CONCLUSION.....	184

5.1 Introduction

L'étude menée dans le chapitre précédent a permis de montrer que, dans la gamme des paramètres opératoires considérée, les effets des contraintes inertielles turbulentes sont principalement responsables de la déformation et de la rupture des gouttes. Dans ce chapitre, nous tentons d'aborder le problème de la déformation locale instantanée des gouttes dans l'écoulement en aval de la restriction, caractérisé dans le chapitre précédent. L'écoulement étant turbulent et hétérogène, l'état de déformation de la goutte dépend à la fois de sa position et du temps. La goutte possédant des échelles de temps propres d'oscillation et d'amortissement, sa déformation est également fonction de son histoire dans l'écoulement. La résolution de ce problème complexe suppose alors de connaître d'une part la trajectoire d'une goutte dans le champ hydrodynamique instantané, et d'autre part, de disposer d'une relation phénoménologique entre la contrainte inertielle instantanée exercée sur la goutte et sa déformation le long de sa trajectoire.

5.1.1 Etudes antérieures

Le problème des interactions entre la dynamique propre d'une goutte ou d'une bulle et celle d'un champ turbulent est peu abordé dans la littérature. Sevik et Park (1973) interprètent la rupture d'une goutte ou d'une bulle dans un écoulement turbulent comme un effet de résonance entre la fréquence propre d'oscillation de l'inclusion et la fréquence d'approche des tourbillons. En supposant que l'inclusion sélectionne exclusivement la fréquence du spectre correspondant à sa fréquence propre, ils retrouvent une valeur du Weber critique similaire à celle proposée par Hinze, et expliquent notamment les différences entre les valeurs critiques du Weber obtenues pour une goutte et pour une bulle. Kang et Leal (1990), ont mis en évidence cet effet de résonance en étudiant la dynamique d'une bulle dans un écoulement axisymétrique périodique. Leurs résultats montrent que, dans des conditions de Weber sous-critique, la probabilité de rupture est maximisée lorsque la fréquence du forçage est proche de la fréquence propre de la bulle. Plus récemment, le problème général de la réponse d'une goutte ou d'une bulle à une contrainte inertielle turbulente a été considéré par plusieurs auteurs, numériquement et expérimentalement. La simulation de la réponse d'une goutte à une fluctuation de pression externe à sa surface permet à Shreekumar *et coll* (1996) de retrouver des notions généralement associées à l'approche statique de la rupture, comme l'existence d'un diamètre maximum stable de goutte pour un niveau de fluctuation de pression donné, en dessous duquel la rupture ne se produit pas. Risso (1996) a effectué une étude expérimentale détaillée de la déformation et de la rupture d'une bulle dans une turbulence homogène isotrope et en l'absence de mouvement moyen (Risso et Fabre, 1997). Ces travaux ont permis de clarifier le rôle de la dynamique propre de la bulle dans le processus de déformation (Risso

et Fabre, 1998). La caractérisation expérimentale des oscillations a montré la prédominance du mode 2 de la fréquence propre de la bulle définie par Lamb (1932). La simulation de la déformation de la goutte suivant ce mode a été réalisée à l'aide d'une équation d'oscillation linéaire amortie, forcée par la contrainte turbulente expérimentale. La comparaison des résultats du modèle avec les données expérimentales a justifié l'utilisation d'un modèle linéaire jusqu'à des déformations proches de la rupture. Ces auteurs ont identifié deux mécanismes de rupture. Dans le premier, la rupture survient lorsque l'intensité de la contrainte exercée par un seul tourbillon est suffisante pour déformer fortement et casser la bulle. L'autre mécanisme est lié à la résonance entre la fréquence propre de la bulle et celle des tourbillons qui conduit à une accumulation progressive d'énergie par la bulle, jusqu'à sa rupture. Ce deuxième mécanisme ne peut intervenir toutefois que si le temps d'amortissement est grand par rapport à la durée espaçant les tourbillons. Le critère de rupture est donc dans ce cas, une fonction du temps de séjour de la bulle dans le champ turbulent : plus ce temps est long, plus la possibilité pour la bulle de rencontrer un tourbillon intense est grande, mais aussi plus elle a le temps d'accumuler de l'énergie pour finir par casser. Dans notre expérience, si la turbulence a été identifiée comme le moteur principal de la déformation et de la rupture des gouttes, l'inhomogénéité spatiale de cette turbulence fait apparaître une situation plus complexe. Par ailleurs, le temps de séjour d'une goutte dans le compartiment de conduite en aval de l'orifice est une variable aléatoire. L'existence dans ces conditions, d'un critère de rupture généralisable à l'ensemble des trajectoires de gouttes et des conditions expérimentales, et permettant de retrouver la probabilité de rupture mesurée, est la question que l'on se propose d'aborder dans ce chapitre.

5.1.2 Proposition d'une démarche

La Figure 5.1 illustre le comportement oscillant de la goutte depuis sa traversée de l'orifice, jusqu'à un étirement de plus en plus prononcé qui entraîne dans ce cas la rupture. L'étude qualitative de la fréquence de ces oscillations de forme montre qu'elles pourraient correspondre au deuxième mode des oscillations propres de la goutte. Sur la figure 5.1, on a repéré deux images correspondant à une forme identique de la goutte déformée. L'écart temporel entre les séquences 1 et 2 sur la figure 5.1 est de 22ms, de l'ordre de la période propre d'oscillation de cette goutte. Ce comportement n'a pu être cependant confirmé de façon systématique, car l'analyse de la surface des gouttes est fortement bruitée, en fréquence et en amplitude, par le scintillement du fond de l'image (généré par l'alimentation 50Hz de l'éclairage halogène).

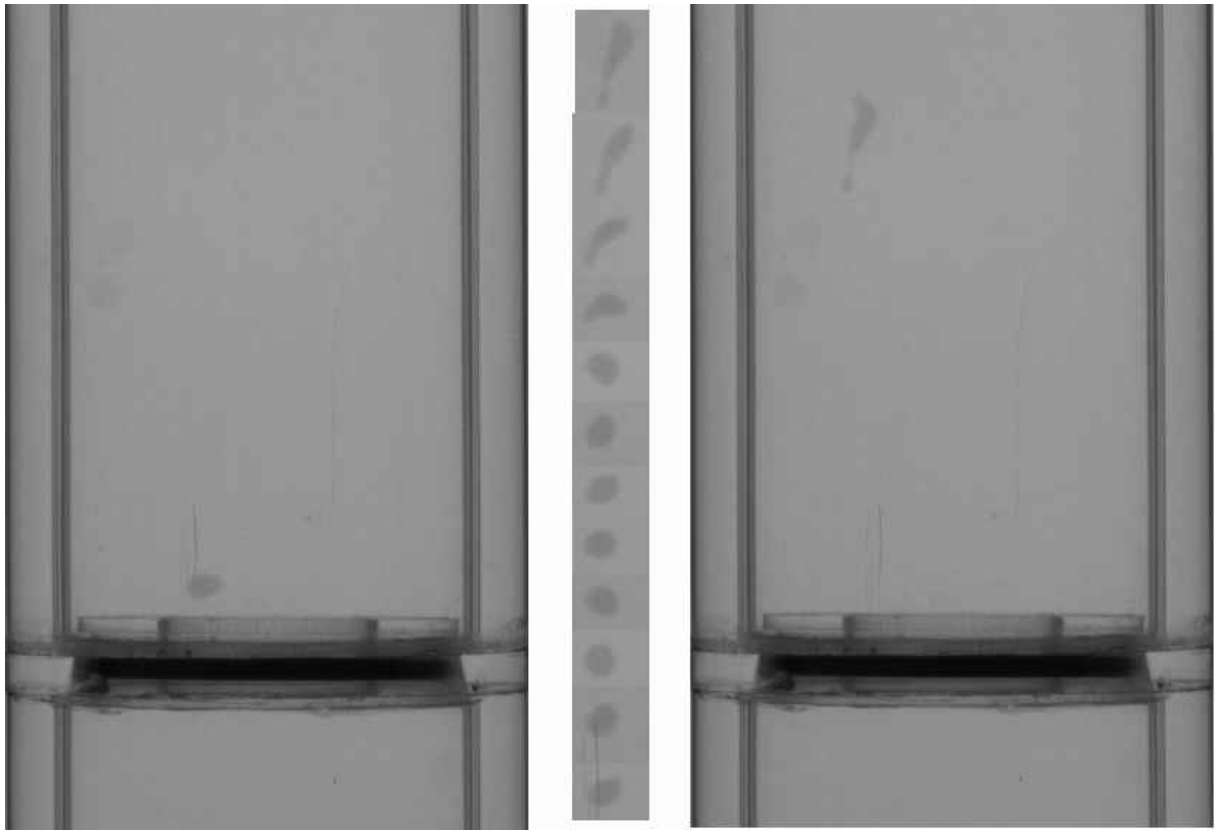


Figure 5.1 : Déformation d'une goutte le long de sa trajectoire à 383L/h (Système C) ; les images de la goutte sont espacées d'une durée $dt=4.5ms$.

Sur la Figure 5.2, on a reporté la valeur du nombre de Weber turbulent le long de la trajectoire de cette goutte en fonction d'un temps adimensionnel $t \times f_2$. La figure 5.2a représente le profil de la valeur moyenne de ce nombre de Weber "vu" par la goutte, et la figure 5.2b un échantillon du signal instantané de ce nombre de Weber que la goutte a une probabilité de subir (rappelons ici que l'on ne connaît pas en toute rigueur la position radiale sur la trajectoire de la goutte). Pour une même trajectoire de goutte, des différences significatives apparaissent sur la valeur du Weber "vu" par la goutte : il apparaît immédiatement que l'évolution de la valeur moyenne du Weber turbulent est cohérente avec l'histoire de la goutte illustrée dans la Figure 5.1. L'intensité du Weber reste faible pendant la première moitié de la trajectoire, puis augmente progressivement jusqu'à atteindre un palier, qui coïncide avec la fin de la trajectoire et la rupture de la goutte. Cependant, la valeur du Weber prise dans le champ moyen diffère de la valeur instantanée qui fluctue fortement tout au long de la trajectoire, et à partir duquel il est difficile a priori, de dégager une relation phénoménologique avec l'état de déformation de la goutte.

Comme l'ont déjà souligné Risso et Fabre (1998), l'observation expérimentale en écoulement turbulent montre que la probabilité de rupture est fortement corrélée à un

maximum de déformation (autrement dit, la goutte est toujours fortement étirée avant sa rupture). L'étude expérimentale idéale consisterait à déterminer simultanément la contrainte instantanée vue localement par la goutte et sa réponse à cette contrainte, c'est-à-dire sa déformation instantanée. Comme il nous est impossible d'accéder simultanément à ces deux informations sur le plan expérimental, nous avons opté pour la méthode proposée par Risso et Fabre (1998), consistant à simuler au cours du temps la déformation de la goutte suivant un modèle linéaire. Dans ce modèle, le forçage externe est issu du champ de Weber instantané expérimental en aval de l'orifice. Ce forçage ne devant s'appliquer que sur la trajectoire d'une goutte, un modèle simple de trajectoire de goutte a été développé dans le champ instantané de vitesse du fluide. Les bases de ce modèle sont présentées dans le paragraphe 5.2.

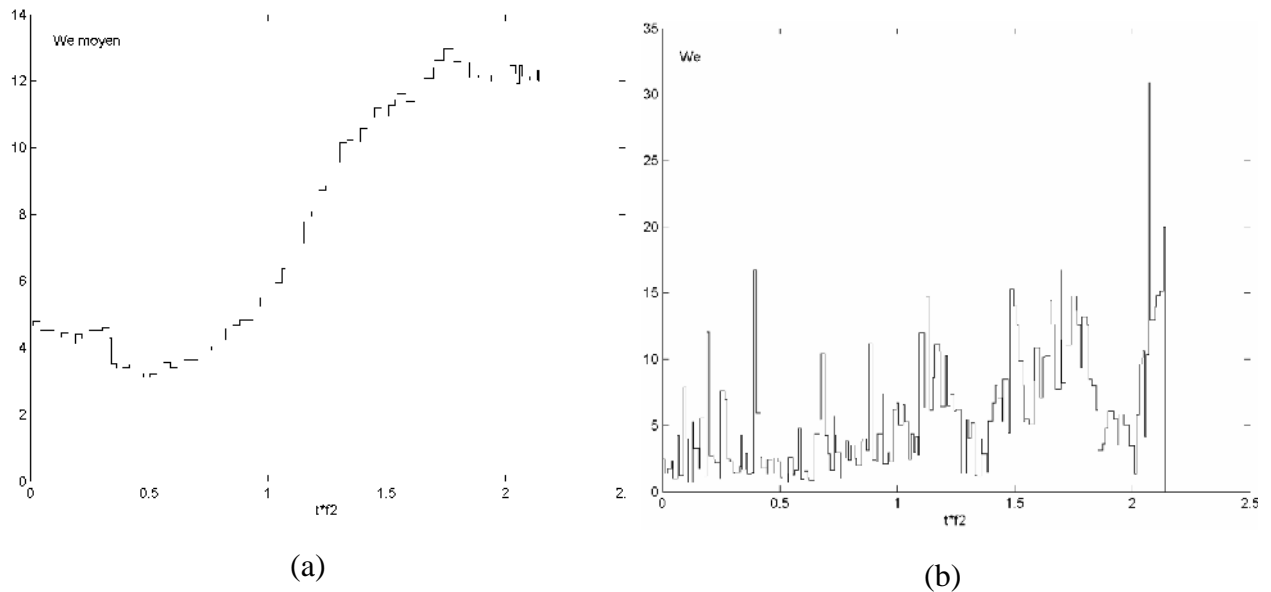


Figure 5.2 : Profils du Weber turbulent le long de la trajectoire de la goutte représentée dans la Figure 5.1: (a) Champ de Weber moyen, (b) échantillon de Weber instantané

Deux systèmes de phases ont été simulés : une goutte d'heptane coloré dans de l'eau (système B) et une goutte d'heptane coloré dans le mélange eau-glycérol (noté système C). Un seul diamètre de goutte a été testé, correspondant au diamètre moyen $d=2.4\text{mm}$. Pour chacun de ces systèmes, les simulations ont été réalisées pour les deux vitesses débitantes ayant fait l'objet de l'étude hydrodynamique locale dans le chapitre 4 ($U_o=0.60$ et 0.92m/s), avec un rapport d'orifice de $1/2$. Les résultats de la simulation sont présentés et discutés dans le paragraphe 5.3. L'exploitation des résultats a consisté à tester des critères de rupture, l'un basé sur un seuil de Weber instantané, l'autre sur un seuil de déformation de la goutte. Une analyse statistique fondée sur un grand nombre de simulations de trajectoires donne accès, pour chacun des critères ainsi définis, à une probabilité cumulée de rupture en fonction de la distance à l'orifice. La comparaison de cette grandeur simulée par le modèle avec les résultats expérimentaux a permis de conclure sur la pertinence du deuxième critère. Cette étude est

complétée par une étude spécifique de l'effet du temps d'amortissement sur la probabilité de rupture calculée à partir de ce modèle.

5.2 Le modèle dynamique forcé

5.2.1 L'oscillateur linéaire amorti

Des théories existent depuis déjà longtemps sur le problème des oscillations de faible amplitude d'une inclusion fluide (bulle ou goutte) placée dans un fluide newtonien incompressible. Une analyse linéaire des oscillations d'amplitude infinitésimale dans le cas d'un fluide parfait en écoulement potentiel, a été effectuée par Rayleigh (1879), qui montre que les fréquences propres des modes fondamentaux sont donnés par l'expression suivante:

$$f_n = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{(n-1)n(n+1)(n+2)\sigma}{(\rho_d(n+1) + \rho_c n)r^3}} \quad (5.1),$$

où σ est la tension interfaciale, ρ_c et ρ_d les masses volumiques respectives de la phase continue et de la phase dispersée, r le rayon de l'inclusion non déformée. Lamb (1932) a montré que l'influence des viscosités des phases est d'amortir les oscillations indépendamment de la fréquence. L'amplitude de l'oscillation du mode n à un instant t est de la forme :

$$a_n(t) = a_n^0 e^{-\beta_n t} \quad (5.2),$$

où a_n^0 est l'amplitude initiale du mode n , et β_n le facteur d'amortissement défini pour chaque mode n . L'expression de ce facteur d'amortissement est proposée par Lamb (1932) dans le cas d'une bulle dans un liquide de faible viscosité (μ_c) :

$$\beta_n = (n+1)(n+2) \frac{\mu_c}{\rho_c r^2}, \quad (5.3),$$

ainsi que dans le cas d'une goutte peu visqueuse (μ_d) dans le vide :

$$\beta_n = (n-1)(2n+1) \frac{\mu_d}{\rho_d r^2}. \quad (5.4)$$

Pour ces deux situations, dans la limite des faibles viscosités, la fréquence d'oscillation et le facteur d'amortissement sont correctement prédites par les expressions proposées par Lamb (Miller et Scriven, 1968 ; Prosperetti, 1980b). Il semble alors légitime de penser que, dans le cas général de deux fluides immiscibles, la fréquence d'oscillation d'une goutte puisse être décrite par l'expression (5.1) et que le facteur d'amortissement puisse être

estimé à l'aide de la même méthode utilisée par Lamb, à savoir un bilan d'énergie mécanique. Son expression (dont la démonstration est donnée en annexe 3) est la suivante :

$$\beta_n = \frac{(n+1)(n-1)(2n+1)\mu_d + n(n+2)(2n+1)\mu_c}{(\rho_d(n+1) + \rho_c n)r^2} \quad (5.5)$$

Une expression identique a été calculée par Valentine *et coll.* (1965) dans le cas particulier $\rho_c = \rho_d$, puis généralisée par Miller et Scriven (1968). Cependant, ces derniers ont montré que dans le cas où les viscosités des deux fluides sont faibles, la principale contribution à l'amortissement des oscillations n'est pas la somme des termes de dissipation visqueuse au cœur de chacun des fluides (paramètre pris en compte dans le bilan d'énergie mécanique, conduisant à l'expression 5.5), mais la dissipation visqueuse dans la couche limite au voisinage de l'interface. Les conditions de non glissement et de continuité de la contrainte tangentielle induisent en effet un écoulement de type couche limite, dont la contribution au taux de dissipation visqueuse devient prépondérante. Miller et Scriven (1968) en déduisent que l'expression (5.5) ne peut conduire à une bonne approximation du facteur d'amortissement et sous-estime globalement la valeur réelle de β_n . Toutefois les expressions analytiques plus générales qu'ils développent, échouent à prédire correctement le facteur d'amortissement pour des petites gouttes. Prosperetti (1980a et b), démontre que la fréquence d'oscillation et le taux d'amortissement sont en réalité des grandeurs dépendantes du temps, sans parvenir pour autant à proposer une expression explicite de ces paramètres dans le cas général liquide-liquide (c'est à dire où la dynamique des deux fluides doit être prise en compte). En l'absence de données plus précises sur ces paramètres, nous avons choisi un modèle linéaire simple utilisant la fréquence d'oscillation et le facteur d'amortissement au mode 2. L'équation décrivant les oscillations s'écrit :

$$F_{ext}(t) = \frac{d^2 r}{dt^2} + 2\beta_2 \frac{dr}{dt} + 4\pi^2 f_2^2 r \quad (5.6),$$

où r est le rayon de la goutte déformée, f_2 et β_2 la fréquence propre d'oscillation et le facteur d'amortissement calculés respectivement à partir des équations (5.1) et (5.5). Ce modèle, déjà testé dans le cadre de la rupture d'une bulle dans un écoulement turbulent par Risso et Fabre (1998), a fourni des résultats en bon accord avec leurs données expérimentales. Dans l'équation (5.6), $F_{ext}(t)$ représente le forçage instantané exercé sur la goutte par le champ fluctuant.

5.2.2 Forçage exercé sur la goutte

Le forçage turbulent est de la forme :

$$F_{ext}(t) = K \frac{\partial u^2(d)}{d} \quad (5.7),$$

où $\partial u^2(d)$ est la différence de fluctuation de vitesse instantanée à l'échelle de la taille de la goutte d , et K une constante sans dimension, prise ici arbitrairement égale à l'unité.

L'équation 5.6 est mise sous forme adimensionnelle, en utilisant la période propre d'oscillation ($t^*=2\pi f_2 t$), comme échelle temporelle et le diamètre de la goutte ($r^*=2r/d$) comme échelle de longueur, donnant l'expression suivante :

$$\frac{d^2 r^*}{dt^{*2}} + \frac{\beta_2}{\pi f_2} \frac{dr^*}{dt^*} + r^* = K' We(t) \quad (5.8)$$

où K' est une constante dont la valeur est égale à $K(3\rho_d + 2\rho_c)/96\rho_c$. Pour $K=1$, K' est de l'ordre de $1/24$ pour les deux systèmes étudiés.

L'expression du nombre de Weber est celle établie dans le chapitre précédent :

$$We(t) = \frac{\rho_c \partial u^2(d) d}{\sigma}. \quad (5.9)$$

Les conditions initiales correspondent à une goutte initialement au repos ($r^*-1=dr^*/dt^*=0$), c'est-à-dire entrant avec une forme sphérique dans la zone en aval de la restriction de conduite. L'équation (5.8) est résolue suivant une méthode numérique directe avec un pas de temps égal à $10^{-3}/f_2$, un millièème de la période propre d'oscillation de la goutte, ce qui correspond à environ 0.02ms. L'étude de l'hydrodynamique locale en aval de l'orifice par PIV rapide, permet d'accéder à la valeur locale de $\partial u^2(d)$ avec une précision spatiale d'environ 0.5mm, soit $1/5$ du diamètre de la goutte non déformée simulée ($d=2.4$ mm), à une fréquence de 2000Hz. Dans les simulations, le champ de Weber est donc “rafraîchi” toutes les 0.5ms.

5.2.3 Distribution des gouttes à l'entrée dans l'orifice

La distribution des positions radiales des gouttes n'étant pas connue dans les expériences, nous avons choisi de distribuer uniformément les gouttes sur la surface de l'orifice ($D_o=15$ mm), en gardant toutefois une distance minimale au bord de l'orifice égale au rayon de la goutte. La fonction de répartition associée s'écrit $f(r)=4r/D$ avec D le diamètre de la conduite : la répartition des points d'entrée est maximale au bord de l'orifice et minimale au centre de la conduite. Pour comparer la distribution des “lâchers” à l'entrée entre la

simulation et l'expérience, nous avons attribué à chaque position radiale simulée un angle d'orientation θ choisi aléatoirement entre 0 et 2π , puis projeté cette position r sur l'axe transversal y ($y=r\cos\theta$).

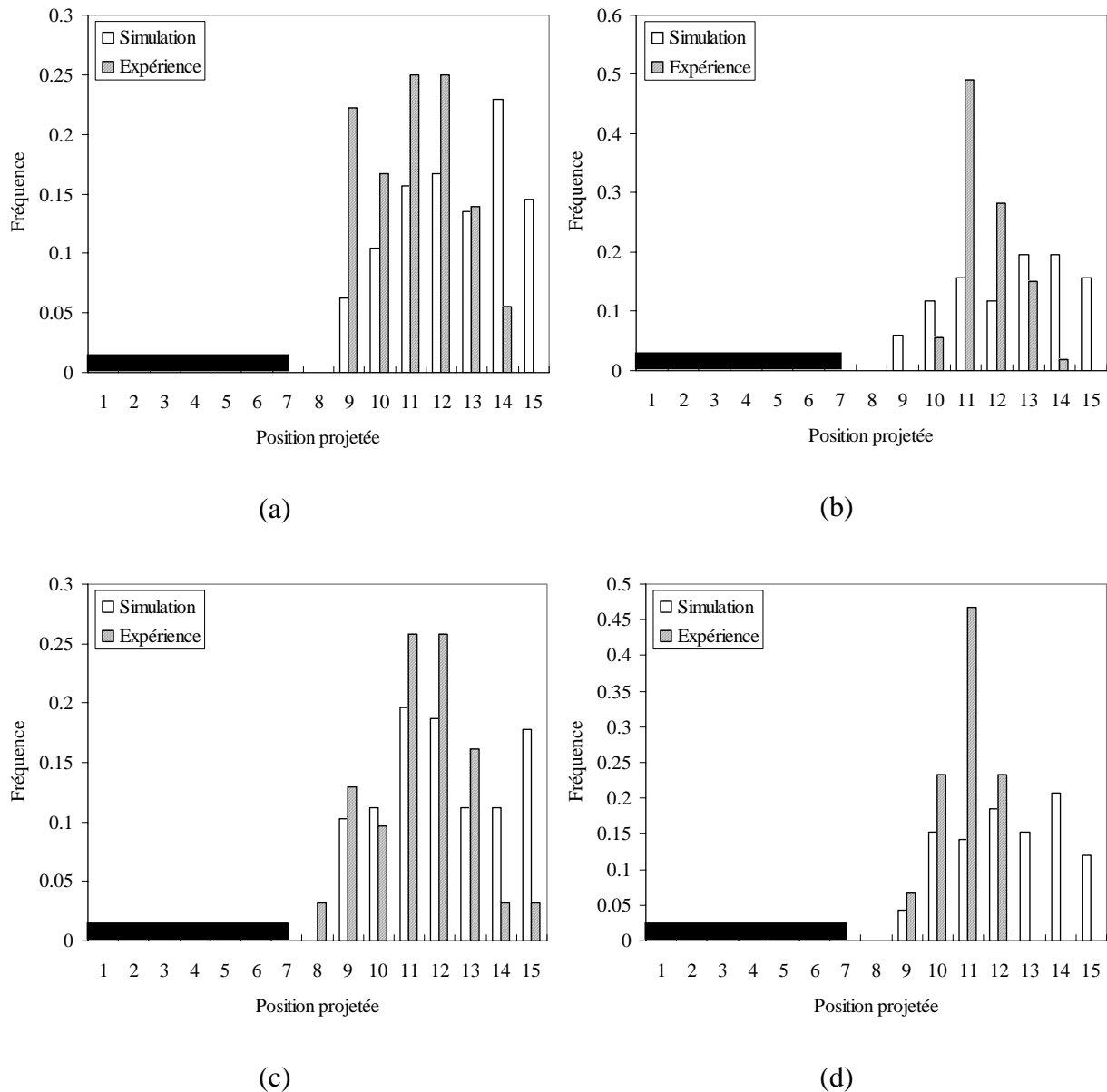


Figure 5.3 : Distributions expérimentale et simulée (projetée) des gouttes à l'entrée de la zone en aval de l'orifice pour les systèmes B et C : (a) 383L/h - système B ;(b) 383L/h - système C ;(c) 583L/h - système B ;(d) 583L/h - système C.

La Figure 5.3 représente les distributions des positions d'entrée projetées sur une demi-conduite, obtenues expérimentalement et simulées numériquement. De manière générale, on note un déficit de valeurs expérimentales près du centre de la conduite, traduisant l'absence de gouttes dans le plan vertical contenant l'axe optique de la caméra. Ce déficit de gouttes s'explique certainement par un décalage du point d'injection des gouttes par rapport à

l'axe de la conduite. La présence de ce décalage est confirmée par l'observation expérimentale, les gouttes injectées ne passant presque exclusivement que d'un seul côté du plan de visualisation en aval de l'orifice. Les différences entre les distributions sont de plus beaucoup plus marquées pour le mélange eau-glycérol où l'écoulement en amont de l'orifice est laminaire, que pour l'eau où le régime amont est déjà turbulent. Il est donc logique de retrouver, dans le cas du mélange eau-glycérol, un effet plus important de la position radiale de l'injecteur sur la distribution des gouttes en entrée de l'orifice. Si l'on tient compte de décalage, on constate qu'en dehors du plan optique de la caméra, la distribution radiale uniforme constitue une approximation raisonnable des conditions d'entrée.

Les données expérimentales du champ hydrodynamique sont mesurées à partir d'une distance d'environ 1mm en aval de l'orifice. La simulation de la trajectoire des gouttes débute à une position axiale de 2mm en aval de l'orifice.

5.2.4 Trajectoires des gouttes

Dans le cadre des simulations de la déformation de la goutte, une version simplifiée de la trajectoire des gouttes a été implantée. La trajectoire est calculée à chaque pas de temps à partir du champ de vitesse instantané de l'écoulement monophasique. La goutte est supposée se déplacer à la vitesse du fluide à la position de son centre de gravité, augmentée d'une vitesse de glissement constante dans l'axe de l'écoulement. Cette vitesse de glissement est la vitesse terminale de chute de la goutte non déformée dans le fluide au repos. Ce choix ultra simpliste est motivé par plusieurs raisons. D'une part, dans le cœur du jet, les vitesses de l'écoulement étudié sont toujours largement supérieures à la vitesse d'ascension des gouttes dans le fluide au repos (le rapport entre les deux varie entre 6 et 12 suivant les cas). D'autre part, l'analyse de l'ordre de grandeur du rapport entre le temps caractéristique de la turbulence à la frontière du jet et le temps de réponse d'une goutte montre que, dans cette zone, les gouttes suivent la turbulence de la phase continue. Par ailleurs, une simulation "rigoureuse" de la trajectoire de la goutte en aval de l'orifice devrait prendre en compte l'ensemble des forces exercées par le fluide sur la goutte, en particulier les forces inertielles liées au gradient de vitesse (portance et masse ajoutée), dont on ne connaît pas d'expression exacte dans une telle situation (écoulement turbulent, gouttes déformées). En outre, il faut garder à l'esprit que le modèle linéaire d'oscillations comporte déjà un certain nombre d'hypothèses simplificatrices (faible amplitude, prédominance du mode 2, expression du facteur d'amortissement), qui justifient, dans le cadre de cette étude, l'utilisation d'un modèle simplifié de trajectoire de gouttes en aval de l'orifice.

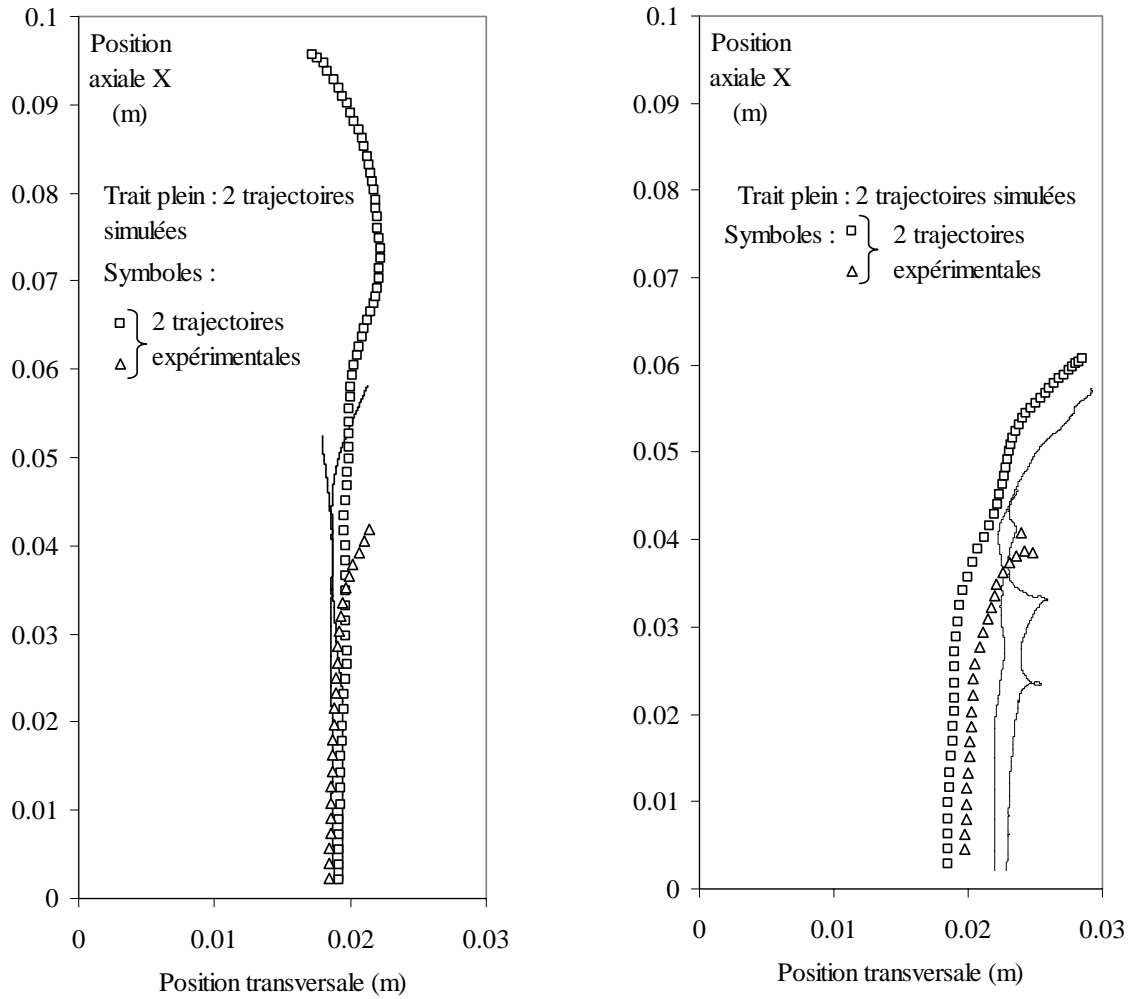


Figure 5.4 : Exemples de 4 trajectoires expérimentales et simulées (Système C, $U_o=0.60\text{m/s}$).

Afin de tester ce modèle de trajectoire, des exemples de trajectoires expérimentales projetées (coordonnées y,x) et simulées (coordonnées r,x) ont été comparés sur la Figure 5.4. L'initialisation du calcul des trajectoires simulées s'effectue en choisissant de manière aléatoire une réalisation du champ de vitesse instantané mesuré. Sur la gauche, on a reporté deux trajectoires expérimentales (symboles) dont la projection est proche de l'axe de la conduite. Ces trajectoires sont assez rectilignes dans la partie basse du jet, puis commencent à zigzaguer dans la partie supérieure. Les trajectoires simulées (traits continus) reproduisent assez bien cette tendance. La figure de droite illustre des cas de trajectoires de gouttes lâchées plus près du bord de l'orifice, qui tendent à s'écarter rapidement du jet et s'approchent de la paroi. Là encore, le comportement simulé (légèrement décalé en abscisse à l'origine) reproduit qualitativement celui observé expérimentalement. Toutefois, on note la présence de points de rebroussement dans les trajectoires simulées, que l'on n'observe pas sur les trajectoires expérimentales et qui peuvent être attribuées, soit à une surestimation des

structures tourbillonnaires sur les gouttes, soit au décalage d'abscisse entre les gouttes expérimentales et numériques. Cette comparaison purement qualitative, du fait (entre autres) de l'ambiguïté sur la position radiale des trajectoires expérimentales, laisse toutefois entrevoir une représentation correcte des trajectoires de gouttes en aval de l'orifice par le modèle proposé. Un test plus quantitatif a été réalisé sur la moyenne et l'écart-type de la vitesse axiale des gouttes le long de leurs trajectoires, en fonction de la distance à l'orifice. Pour une cote donnée X , ces moyennes sont calculées sur l'ensemble des trajectoires (réalisées pour le système C à la vitesse $U_o=0.60\text{m/s}$).

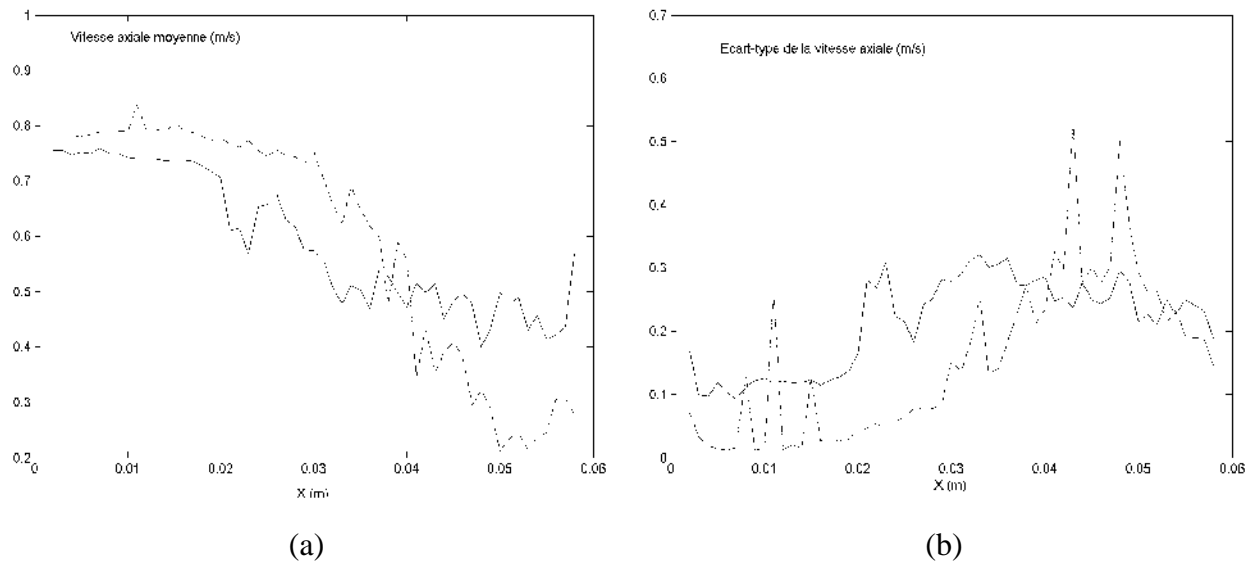


Figure 5.5 : Valeur moyenne (a) et écart-type (b) de la vitesse axiale d'une goutte en fonction de sa position axiale (Système C, $U_o=0.60\text{m/s}$) : comparaison de la simulation (trait plein) et des expériences (trait pointillé).

On constate que les profils expérimentaux et calculés ont une forme et une amplitude comparables. La vitesse moyenne des gouttes a tendance à décroître de façon continue depuis la traversée de l'orifice jusqu'à la sortie du domaine. Dans la partie inférieure du jet, la vitesse moyenne calculée est légèrement inférieure à la valeur expérimentale, l'écart-type suivant la tendance inverse. Dans la partie supérieure du jet, la vitesse moyenne mesurée décroît plus vite que la vitesse calculée, et cet effet s'accompagne d'une augmentation de l'écart-type, dont la valeur expérimentale semble légèrement supérieure aux valeurs calculées. Ces écarts attendus reflètent à la fois l'effet des approximations sur les trajectoires et la différence entre les distributions de gouttes à l'entrée de l'orifice. Cependant, dans le contexte des objectifs de cette étude, on peut considérer que le calcul des trajectoires des gouttes traduit bien la statistique des gouttes dans le champ turbulent en aval de l'orifice.

5.3 Résultats des simulations

Les simulations ont été réalisées pour les 4 cas pour lesquels nous disposons des champs hydrodynamiques : heptane coloré/eau (système B) et heptane coloré/eau+glycérol (système C), chacun pour deux vitesses débitantes dans l'orifice ($U_o=0.60$ et 0.92m/s). Le diamètre des gouttes est $d=2.4\text{mm}$. Pour chaque cas, 200 trajectoires ont été simulées en vue d'une étude statistique, la contrainte vue par la goutte le long de sa trajectoire a été relevée sur les champs hydrodynamiques successifs, et la déformation de la goutte en fonction du temps simulée par le modèle d'oscillateur amorti (Equation (5.8)). La méthode de résolution numérique est de type Euler, explicite et du 1^{er} ordre en temps.

Système	U_o (m/s)	Nombre de trajectoires		d moyen (mm)	
		Sim.	Exp.	Sim.	Exp.
B (hept. col/eau)	0.60	200	30		2.5
	0.92	200	30	2.4	2.4
C (hept.col./eau-glycérol)	0.60	200	35		2.2
	0.92	200	29		2.3

Tableau 5.1 : Paramètres des cas tests

5.3.1 Exemples de résultats

La Figure 5.6 illustre deux résultats de simulation pour le système B à la vitesse $U_o=0.60\text{m/s}$: les trajectoires en aval de l'orifice, les valeurs de Weber vues par la goutte le long de ces trajectoires et leur déformation adimensionnelle (courbe lisse) représentée par la variable (r^*-1) , sont tracées en fonction du temps adimensionnel $t.f_2$. Chaque point des graphes de droite sur la figure 5.6 correspond aux positions successives de la goutte le long de sa trajectoire dans le champ de vitesse instantanée, située à gauche de la figure. Précisons ici, que dans la suite du document, le niveau de la déformation calculé est totalement arbitraire et correspond à la valeur $K'=1$ dans l'équation (5.8). Ce choix permet de représenter sur une même échelle le signal de Weber et la déformation.

Le signal du We est très fluctuant, comportant des pics intenses sur des durées très faibles comparées à la période propre d'oscillation de la goutte (unité de temps adimensionnelle). On remarque que l'amplitude de la déformation r^* oscille globalement à la

fréquence f_2 . Néanmoins, le forçage externe peut modifier légèrement la période de ces oscillations (cf deuxième figure, autour de $t.f_2=3$).

Dans l'ensemble, l'amplitude des oscillations semble liée à un niveau moyen du signal de Weber, avec un léger décalage dans le temps. On constate que les pics de courte durée dans le signal de We ont peu d'influence sur la réponse de la goutte, qui filtre ces fluctuations. Dans le premier exemple de la figure 5.6, la goutte est injectée à proximité du centre de la conduite. Dans cette zone de l'écoulement, le Weber est toujours très faible juste après l'orifice, puis s'intensifie lorsqu'on approche la zone de diffusion turbulente. Le deuxième exemple représente une goutte injectée à proximité du bord de l'orifice. Le niveau du Weber est dans ce cas très élevé dès le début de la trajectoire.

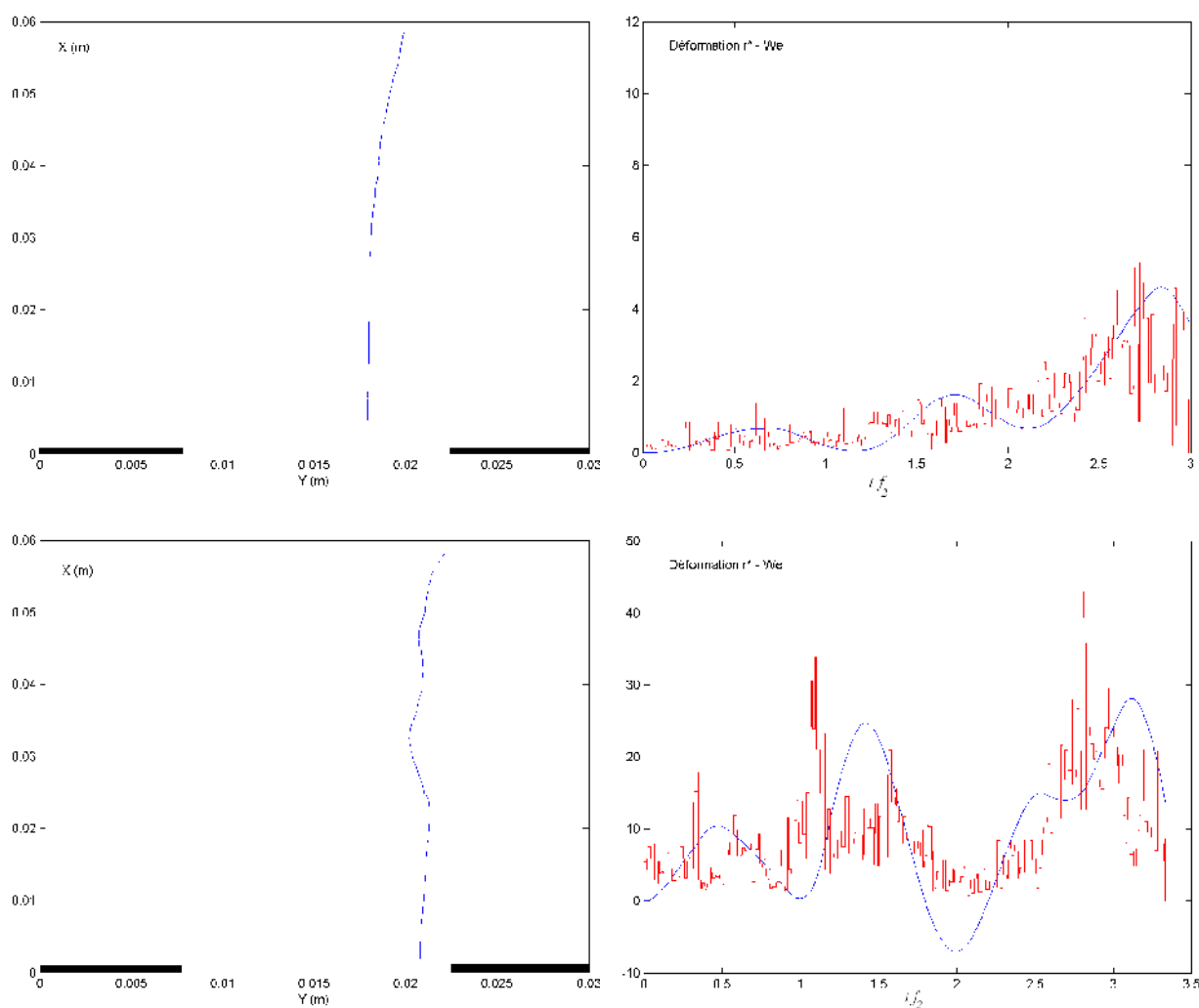


Figure 5.6 : Exemples de résultats de simulations numériques (Système B, $U_o=0.60\text{m/s}$), à gauche la trajectoire de la goutte et à droite le forçage (créneaux) et la déformation (courbe).

Ces deux exemples illustrent bien le rôle fondamental des inhomogénéités spatio-temporelles du forçage externe sur la réponse de la goutte, et donc sur l'occurrence de sa

rupture. L'objectif suivant est d'essayer de déterminer un critère de rupture valable pour tous les cas considérés, sur la base d'une analyse statistique des résultats de simulation.

5.3.2 Détermination d'un critère de rupture

Le modèle de déformation linéaire ne peut pas prédire l'occurrence de la rupture, mais donne simplement la réponse d'un oscillateur harmonique amorti à un forçage aléatoire. Introduire la notion de rupture dans le modèle revient à déterminer soit une valeur seuil du forçage, soit une valeur seuil de la déformation, au delà desquels on supposera que la rupture se produit. Nous examinerons en premier lieu une valeur seuil du forçage local instantané, par référence à l'approche classique de la rupture (théorie de Hinze-Kolmogorov), fondée sur la notion de Weber critique. Au niveau macroscopique, les résultats du chapitre 3 ont validé cette approche (ainsi que d'autres exemples abondants dans la littérature). Grâce aux résultats du modèle, un critère de rupture fondé sur un seuil de déformation des gouttes sera ensuite étudié. La pertinence de ce critère est a priori confortée par les observations expérimentales d'une part (occurrence de la rupture au maximum de déformation), et d'autre part par l'allure des courbes de réponse de déformation des gouttes suivant leurs trajectoires en aval de l'orifice.

Dans les deux cas, la première étape de la démarche consiste à évaluer en fonction de la valeur du seuil, la probabilité de rupture globale, définie dans le volume d'écoulement correspondant aux simulations (plus petit que dans les expériences présentées dans le chapitre 3). Cette probabilité de rupture globale peut être alors comparée à la valeur expérimentale. Un autre niveau de validation consiste à comparer, suivant la valeur du seuil, l'évolution axiale de la probabilité cumulée de rupture.

L'analyse statistique globale menée dans le chapitre 3 a montré que, dans un volume de 100mm de hauteur en aval de l'orifice, la probabilité de rupture est pour les trois systèmes de phases étudiés, une fonction croissante unique d'un nombre de Weber global, basé sur la perte de charge maximale à travers l'orifice. Cette courbe de probabilité de rupture, estimée dans un volume de compartiment en aval de l'orifice correspondant aux simulations, est présentée sur la Figure 5.7. Pour les deux systèmes B et C, une goutte de 2.4mm de diamètre a une probabilité de rupture d'environ 0.4 pour $We=30$ ($U_o=0.6\text{m/s}$). Pour $U_o=0.92\text{m/s}$, le Weber est d'environ 50 pour le système B et proche de 70 pour le système C. Dans cette gamme de Weber, l'incertitude sur la probabilité de rupture est importante, mais elle est supérieure à 0.8.

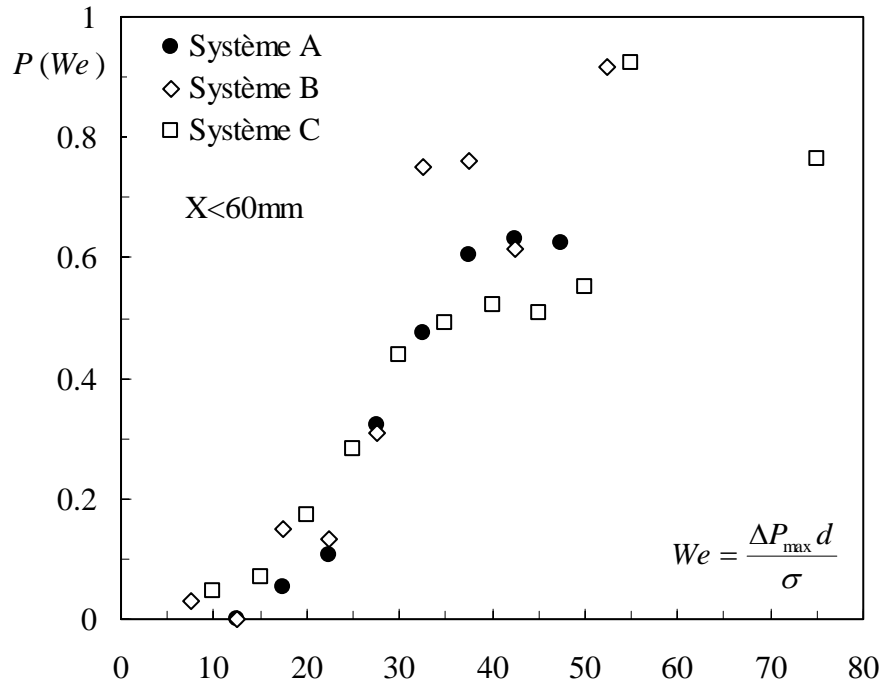


Figure 5.7 : Probabilité de rupture globale expérimentale ($X < 60\text{mm}$) en fonction du nombre de Weber global basé sur le ΔP_{max} .

Critère de rupture basé sur un seuil en nombre de Weber

La figure 5.8 représente l'évolution de la probabilité de rupture globale simulée en fonction du seuil de Weber. Cette grandeur est déterminée sur les 200 trajectoires simulées en appliquant pour chacune d'elles le long de sa trajectoire le critère défini de la façon suivante : si la valeur du Weber instantané vue par la goutte dépasse le seuil, alors la goutte casse à l'endroit où elle voit ce Weber.

Une valeur seuil de Weber comprise entre 35 et 40 permet, pour les 4 cas simulés, de retrouver une probabilité de rupture voisine de celle déduite de la courbe expérimentale (à savoir environ 0.4 pour les deux systèmes à $U_o = 0.60\text{m/s}$, et supérieure à 0.8 pour la plus forte valeur de vitesse). Ce résultat démontre la cohérence globale entre le comportement observé à l'échelle d'un compartiment et l'histoire de la goutte dans le champ turbulent à l'échelle locale. Il est intéressant de constater que la valeur du seuil de Weber estimé localement (35-40) est du même ordre de grandeur que le Weber global évalué par ΔP_{max} (compris entre 10 et 60 pour une probabilité de rupture passant de 0 à 1). La perte de charge maximale induite par l'orifice constitue donc, dans la gamme de conditions opératoires considérée dans ce travail, un bon paramètre pour estimer la contrainte inertielle exercée par la turbulence sur la goutte.

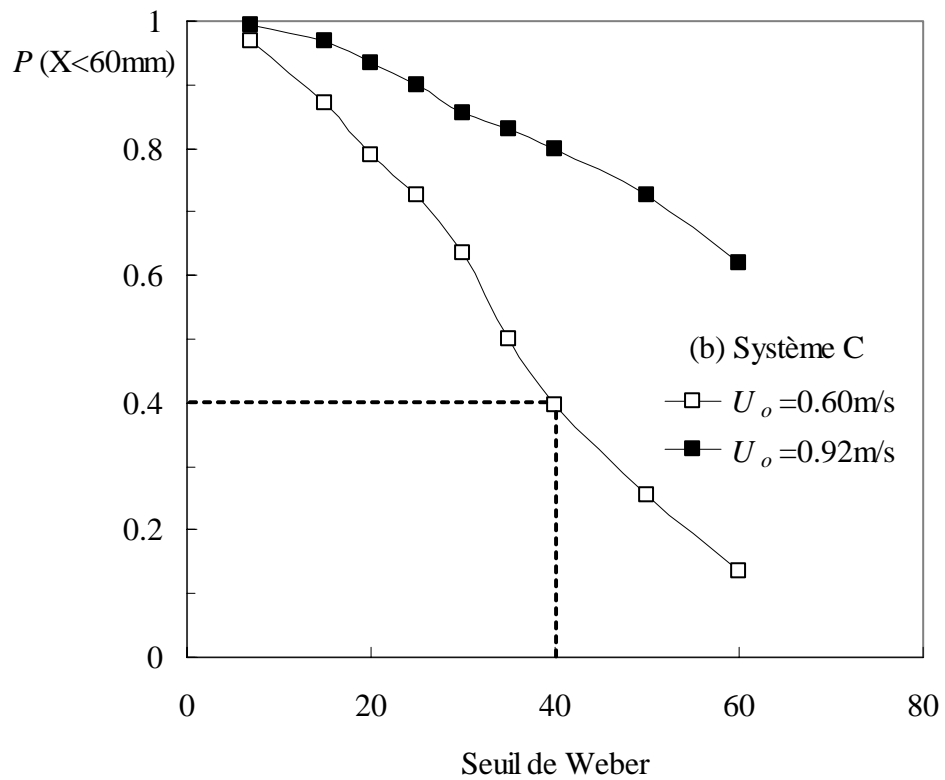
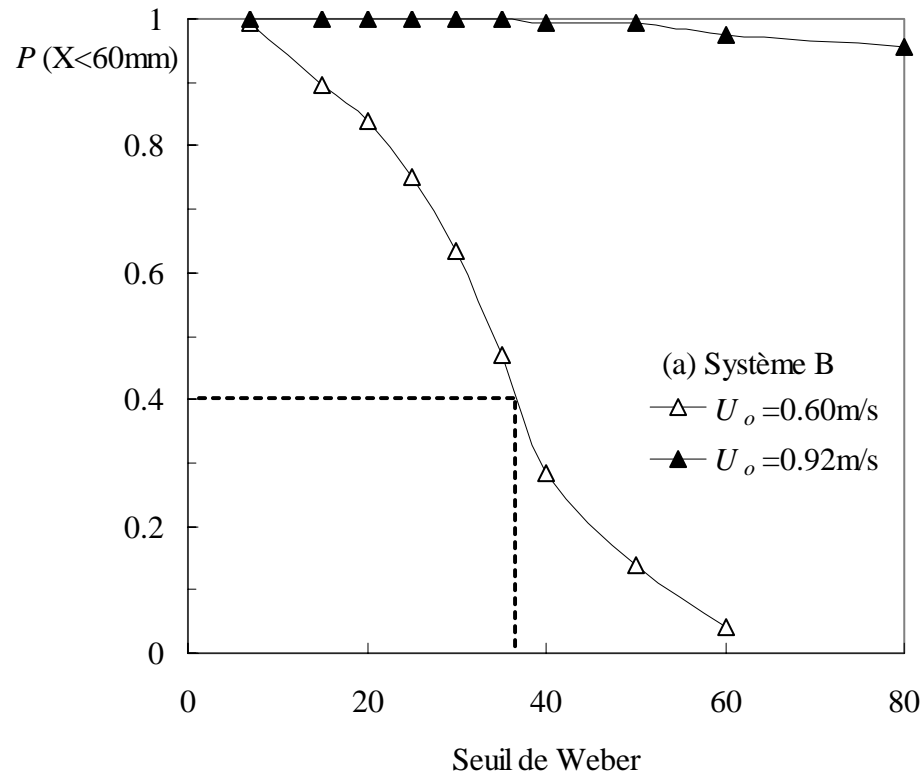
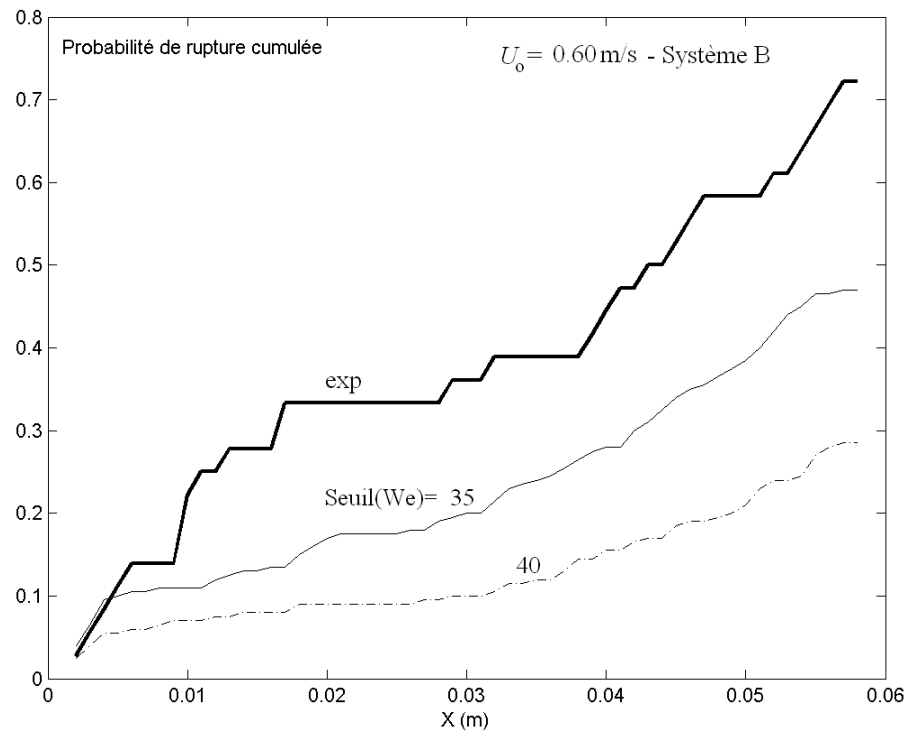
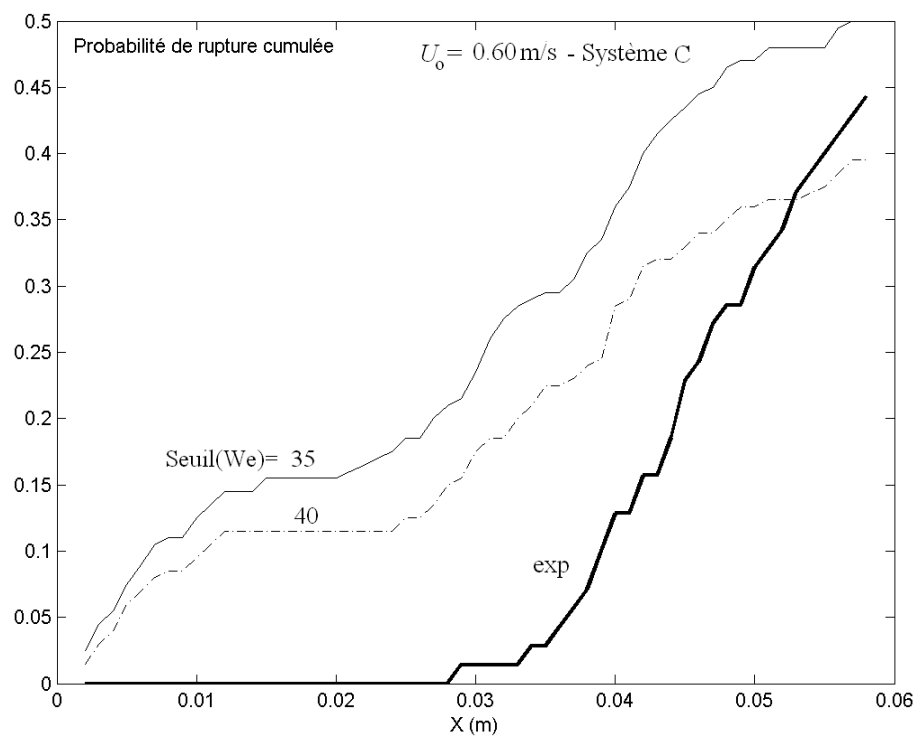


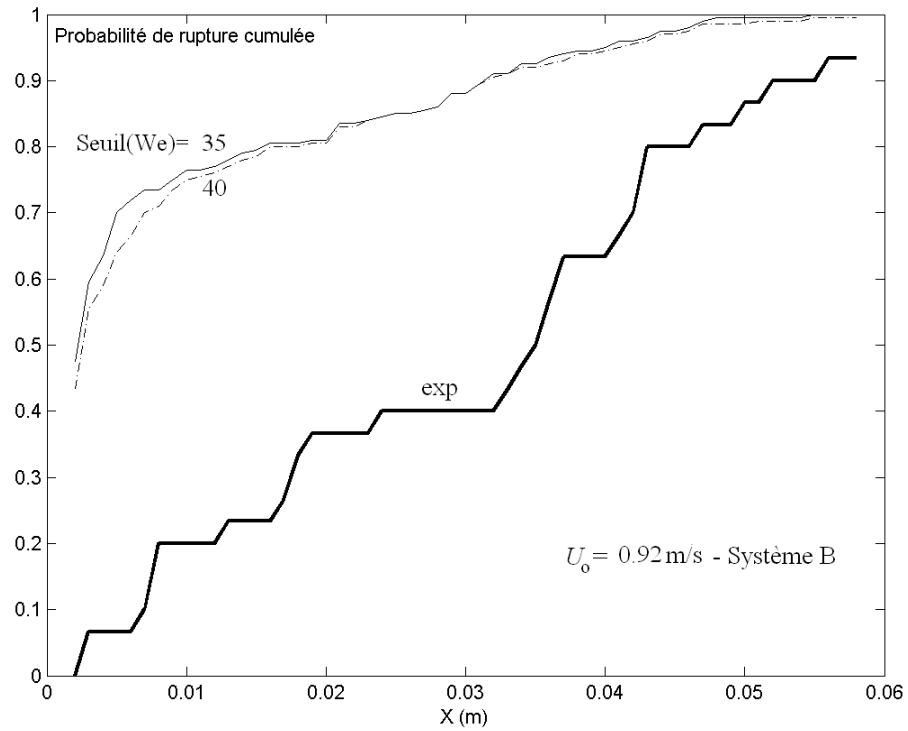
Figure 5.8 : Probabilité de rupture globale ($X < 60 \text{ mm}$) issue des simulations en fonction du seuil de Weber pour les systèmes B (cas a) et C (cas b) ($U_o = 0.60$ et 0.92 m/s).



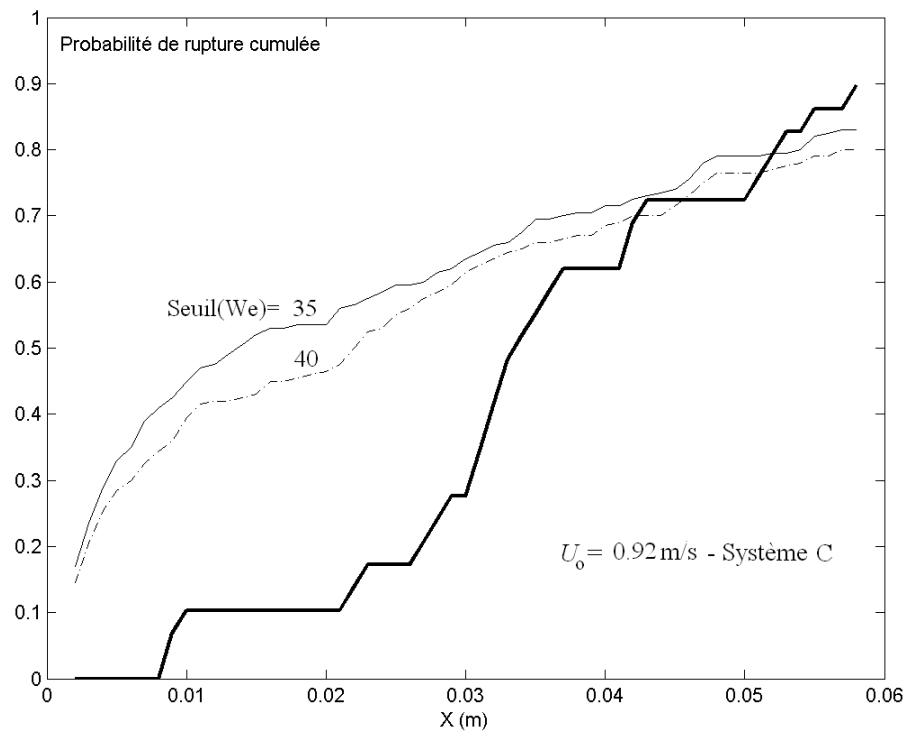
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure 5.9 : Probabilité de rupture cumulée en fonction de la distance axiale à l'orifice, comparaison des résultats simulés et expérimentaux : (a) $U_o=0.60\text{m/s}$, système B ($U_o=0.70\text{m/s}$ dans les expériences); (b) $U_o=0.60\text{m/s}$, système C ; (c) $U_o=0.92\text{m/s}$, système B, (d) $U_o=0.92\text{m/s}$, système C.

La figure 5.9 compare, pour les 4 cas tests étudiés, les probabilités de rupture cumulées expérimentales et simulées, à différentes valeurs du seuil de Weber. Précisons que la courbe expérimentale représentée dans la figure 5.9a correspond à un forçage plus intense que celui de la simulation ($U_o=0.70\text{m/s}$ au lieu de 0.60m/s) : la probabilité de rupture globale est donc expérimentalement plus proche de 0.7 que de 0.4. Dans tous les cas, la probabilité de rupture est surestimée dans la partie inférieure de l'écoulement ($X<40\text{mm}$). L'écart est particulièrement significatif pour le système C. Pour ce système, la probabilité de rupture est faible dans les 20 premiers millimètres juste après l'orifice, ce qui se traduit par un "retard" sur la fonction de répartition. Non seulement cette tendance n'est pas reproduite par les courbes simulées avec un seuil de Weber, mais la dérivée à l'origine est même maximale. Ces résultats indiquent clairement qu'un seuil de Weber *instantané* ne permet pas de décrire de façon réaliste la phénoménologie de la rupture à l'échelle locale.

Critère de rupture basé sur un seuil de déformation critique

Des calculs similaires ont été réalisés en fixant un seuil de déformation sur les courbes de réponse des gouttes le long de leurs trajectoires (r^*-1). La figure 5.10 reporte la probabilité de rupture globale (pour $X<60\text{mm}$) en fonction du seuil de déformation : une valeur critique de (r^*-1) comprise entre 20 et 30 permet de reproduire les valeurs expérimentales dans les 4 cas étudiés. Notons que si la valeur réelle de la constante K de l'équation dimensionnelle (5.6) est proche de 1, alors la valeur "réelle" de la déformation calculée serait divisée par un facteur 24 (puisque le modèle est linéaire). Dans ces conditions, ce critère de rupture conduit à un taux de déformation r^* compris entre 1.6 et 2.4 au moment de la rupture, un ordre de grandeur conforme aux observations expérimentales (cf. figure 5.1). Dans le cas de bulles dans une turbulence homogène isotrope, Risso et Fabre (1998) ont par ailleurs montré qu'au-delà de $r^*=2$, la rupture des bulles intervenait toujours.

Les probabilités de rupture cumulées expérimentales et simulées ont été comparées dans la figure 5.11 à différentes valeurs du seuil de déformation r^*-1 . A l'exception du système B à forte vitesse, l'allure des courbes calculées est en bon accord avec les tendances expérimentales. En particulier, dans le cas du système C à faible vitesse, les simulations reproduisent bien le retard à l'origine de la fonction de répartition, dû au défaut de rupture au voisinage de l'orifice ($X<30\text{mm}$), puis la forte augmentation dans la partie supérieure, avec des pentes similaires entre les courbes simulées et expérimentale. Pour le système B à faible vitesse, la valeur plus faible du seuil optimal (plus proche de 20) est conforme à la différence des vitesses débitantes dans l'orifice (0.6m/s pour la simulation et 0.7m/s pour la courbe expérimentale).

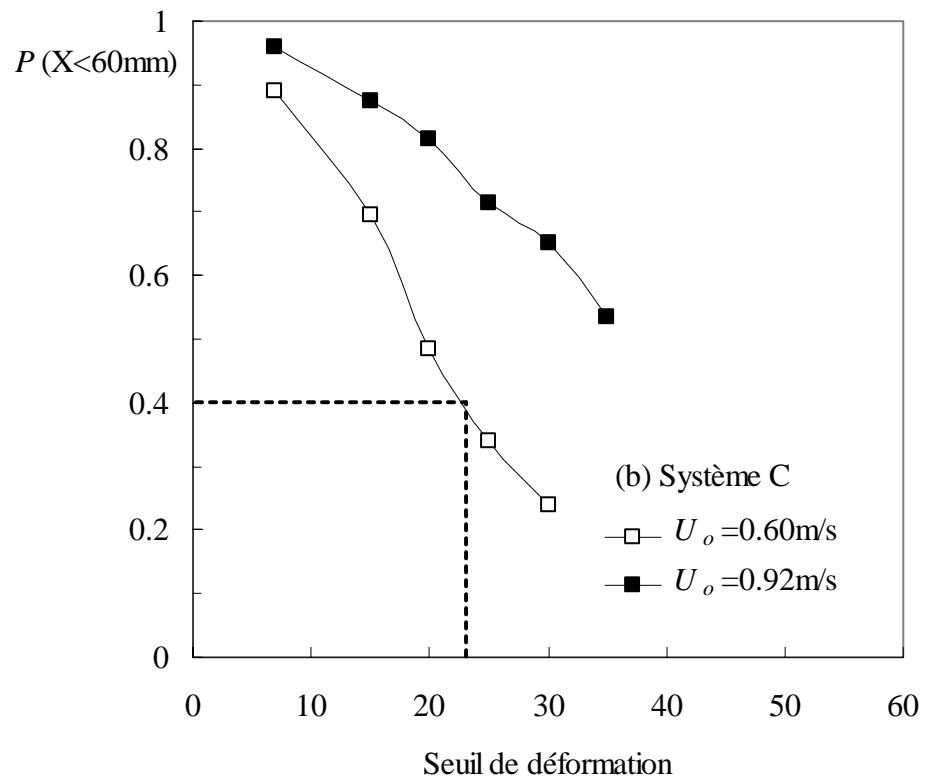
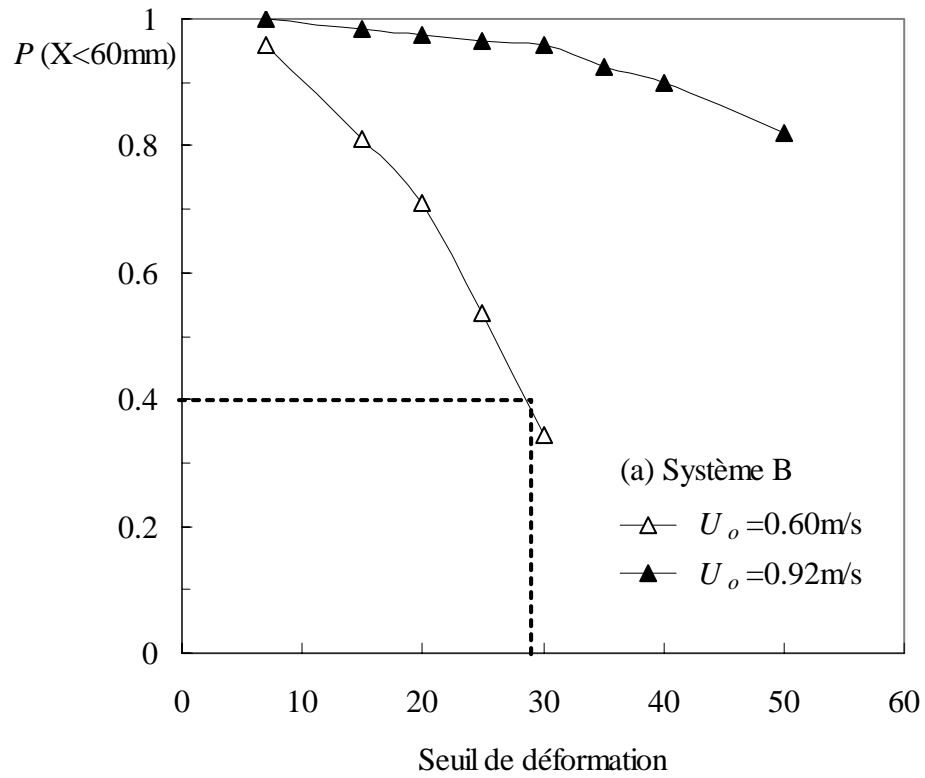
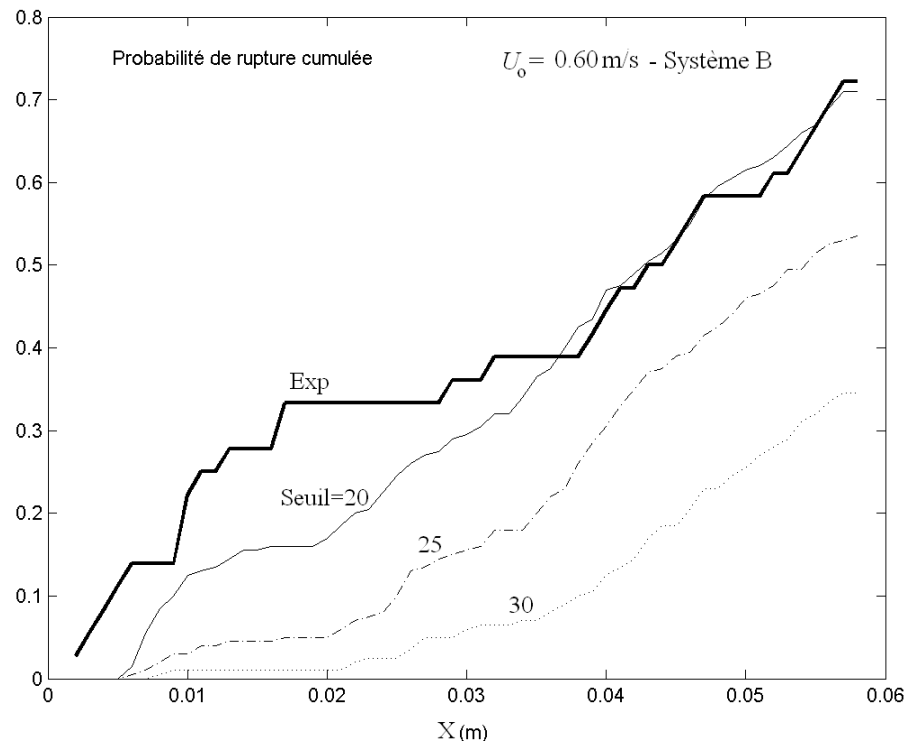
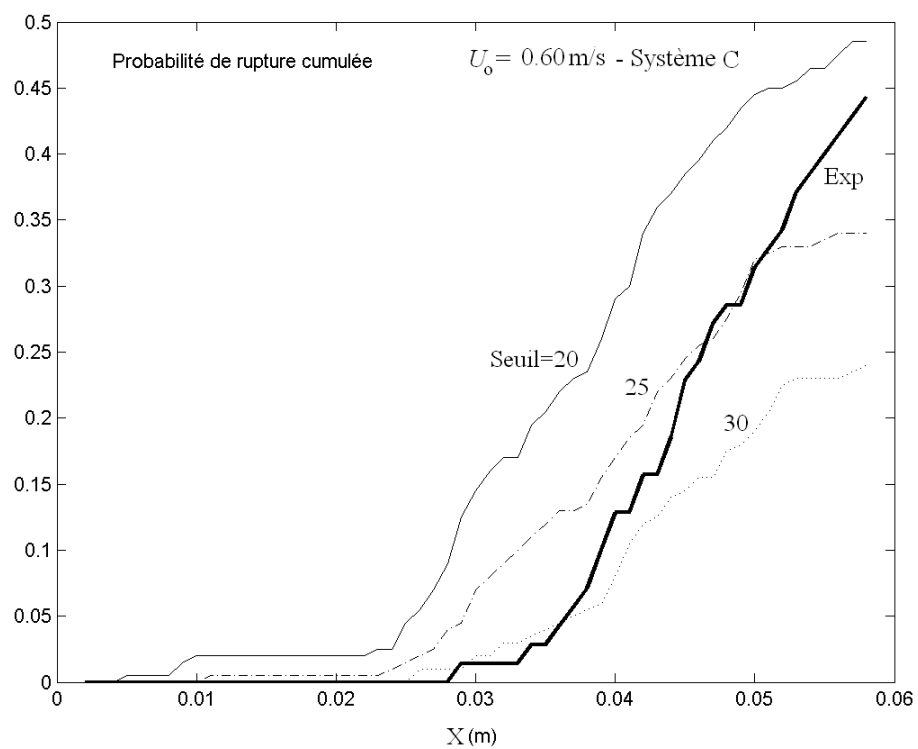


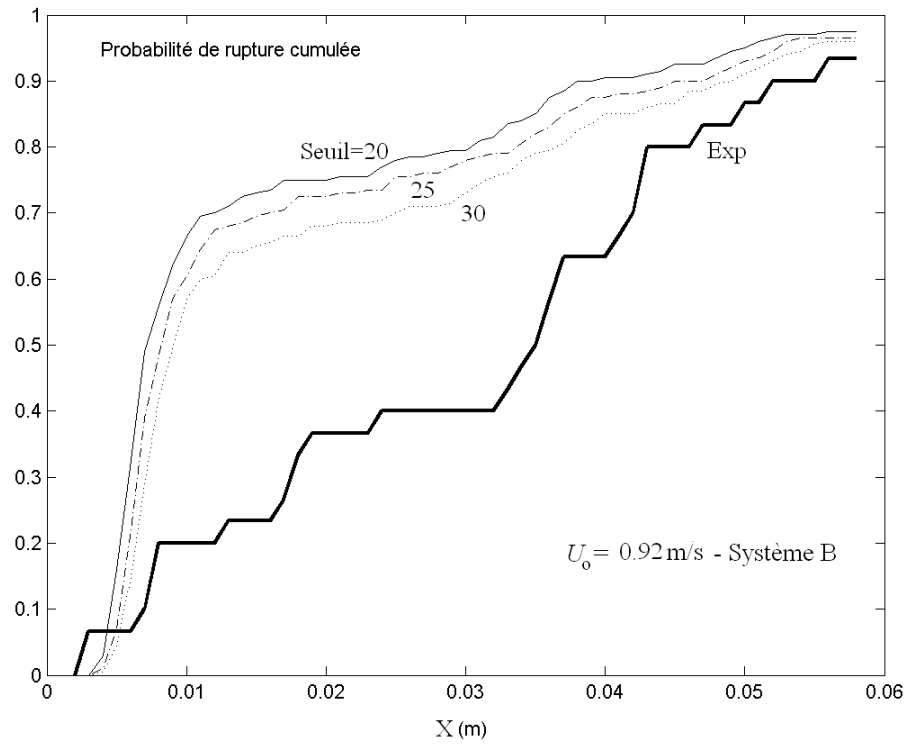
Figure 5.10: Probabilité de rupture globale ($X < 60\text{mm}$) issue des simulations en fonction du seuil de déformation pour les systèmes B (cas a) et C (cas b) ($U_o = 0.60$ et 0.92m/s).



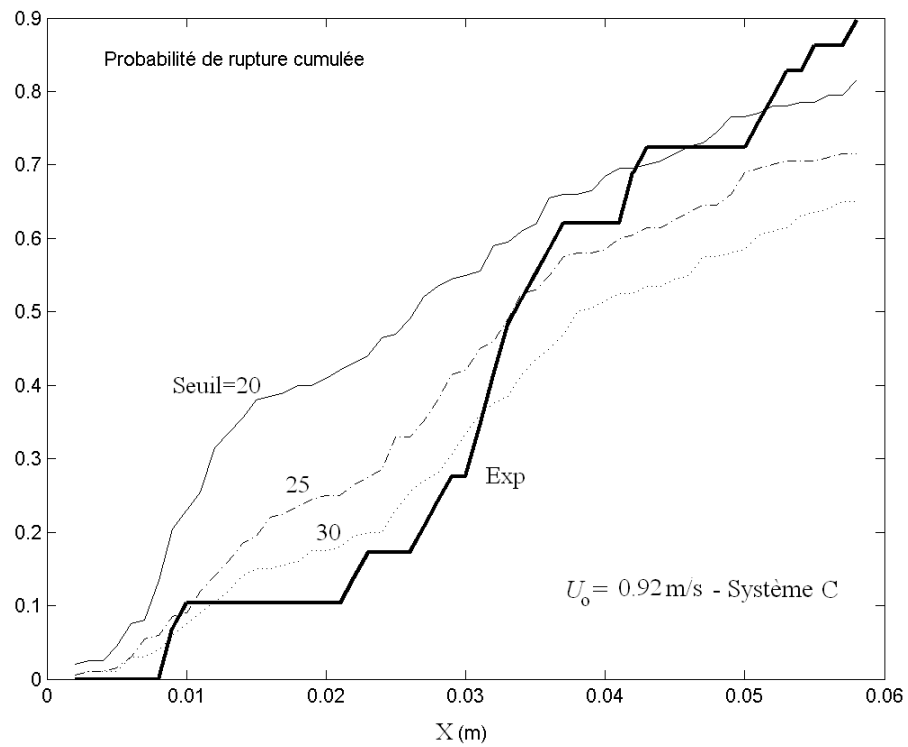
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure 5.11: Probabilité de rupture cumulée en fonction de la distance axiale à l'orifice. Comparaison des résultats simulés et expérimentaux : (a) $U_o=0.60\text{m/s}$, système B (résultats expérimentaux pour $U_o=0.70\text{m/s}$) ; (b) $U_o=0.60\text{m/s}$, système C ; (c) $U_o=0.92\text{m/s}$, système B, (d) $U_o=0.92\text{m/s}$, système C.

Malgré le nombre important d'hypothèses associées à la simulation (temps caractéristiques des gouttes dérivés de la théorie de Lamb (1932), approximations sur la distribution radiale des gouttes à l'entrée dans l'orifice, et le modèle simplifié de trajectoire), l'application d'un seuil de déformation critique unique permet de reproduire qualitativement et quantitativement la probabilité de rupture locale en aval de l'orifice. On remarque également sur la figure 5.11 la sensibilité des résultats à la valeur du seuil. Dans le cas de rupture dans l'eau à forte vitesse (figure 5.11c), la fonction de répartition calculée surestime largement la courbe expérimentale, en particulier dans la partie proche de l'orifice. La première cause de cet écart que l'on peut invoquer est une surestimation du forçage externe à proximité de l'orifice. Si dans ce cas, l'ordre de grandeur des fluctuations radiales semble correct, celui des fluctuations axiales semble anormalement élevé (intensité turbulente maximale suivant cette composante égale au double de la valeur "attendue"). Cette surestimation possible des fluctuations axiales est effective dans la partie inférieure de l'écoulement à la frontière du jet ($X < 30\text{mm}$), et le niveau du Weber turbulent dans cette région est alors lui aussi surestimé. Une autre raison possible est la sensibilité de la probabilité de rupture à la fraction de gouttes injectées à l'entrée à proximité du bord de l'orifice. Cependant, même s'il est difficile de conclure, cette hypothèse ne semble pas a priori confirmée par la comparaison, entre calcul et expérience, des distributions radiales projetées (figure 5.3c). La comparaison entre les deux distributions est en effet la plus favorable dans ce cas (un résultat somme toute logique au regard du régime d'écoulement en amont de l'orifice). La première explication paraît donc plus probable et une vérification des mesures de vitesse pour ce cas doit être réalisée.

Lieux de rupture

A titre d'illustration, les lieux de rupture issus de la simulation (plan (r, X)) et ceux observés expérimentalement (plan (y, X)), sont reportés dans la figure 5.12 pour les deux systèmes à faible vitesse. Malgré le biais lié à la position transverse, ces graphes révèlent un bon accord entre expérience et simulation. Les lieux de rupture observés expérimentalement juste au bord de l'orifice correspondent à des gouttes très déformées à l'intérieur même de l'orifice et qui se cassent dès leur sortie : cette situation particulière n'est pas prise en compte dans la simulation. Le forçage à l'intérieur même de la restriction n'ayant pas été mesuré, la simulation démarre à environ 2mm en aval de l'orifice, les gouttes étant considérées comme sphériques.

L'approche combinant le modèle d'oscillation linéaire forcée avec un seuil de déformation critique est donc validée dans une large mesure à l'échelle locale dans l'écoulement. L'occurrence de la rupture peut être décrite de façon très satisfaisante à l'aide de ce modèle. Ce résultat est d'autant plus encourageant qu'il est obtenu dans un écoulement

turbulent fortement hétérogène, étendant ainsi la portée de cette approche déjà couronnée de succès en turbulence homogène isotrope (Risso & Fabre, 1998).

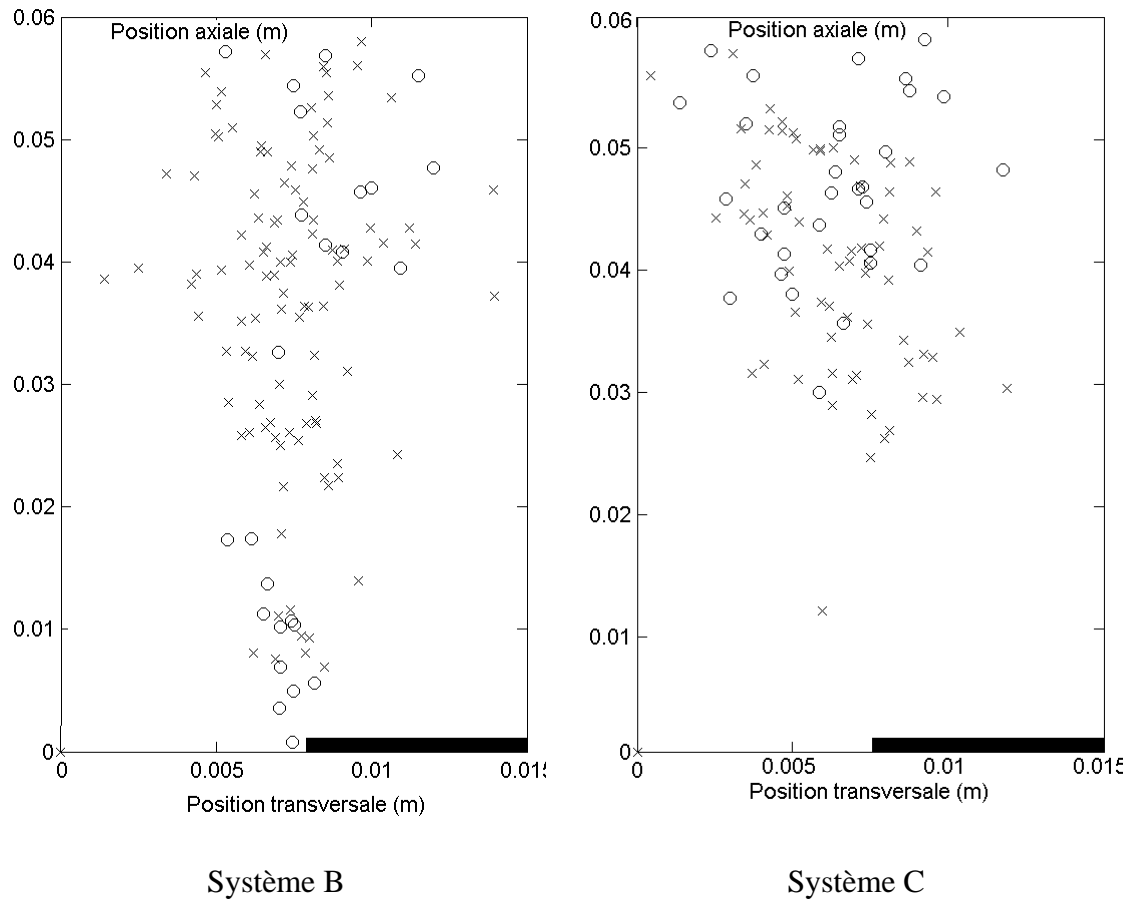


Figure 5.12: Comparaison des lieux de rupture expérimentaux (cercles) et simulés (croix), pour les systèmes B et C ($U_o=0.60\text{m/s}$).

5.3.3 Effet du temps d'amortissement de la goutte

Dans la littérature, le rôle de la dynamique d'une inclusion sur sa rupture a été abordé en comparant le taux d'amortissement propre d'une goutte avec la fréquence des tourbillons successifs qu'elle rencontre (Delichatsios, 1975 ; Shreekumar *et coll*, 1996), pour aboutir à des interprétations parfois contradictoires. L'étude expérimentale et numérique de Risso et Fabre (1998) a montré que la bulle accumulait ou perdait de l'énergie lors de son interaction avec un tourbillon : si le temps d'amortissement est long, la déformation augmente progressivement au cours du temps ; si au contraire l'amortissement est rapide, la déformation tend à s'annuler dans les phases de faible turbulence. Ces effets ne peuvent être bien sûr observés que si le temps de séjour dans la zone susceptible de générer la rupture est suffisant.

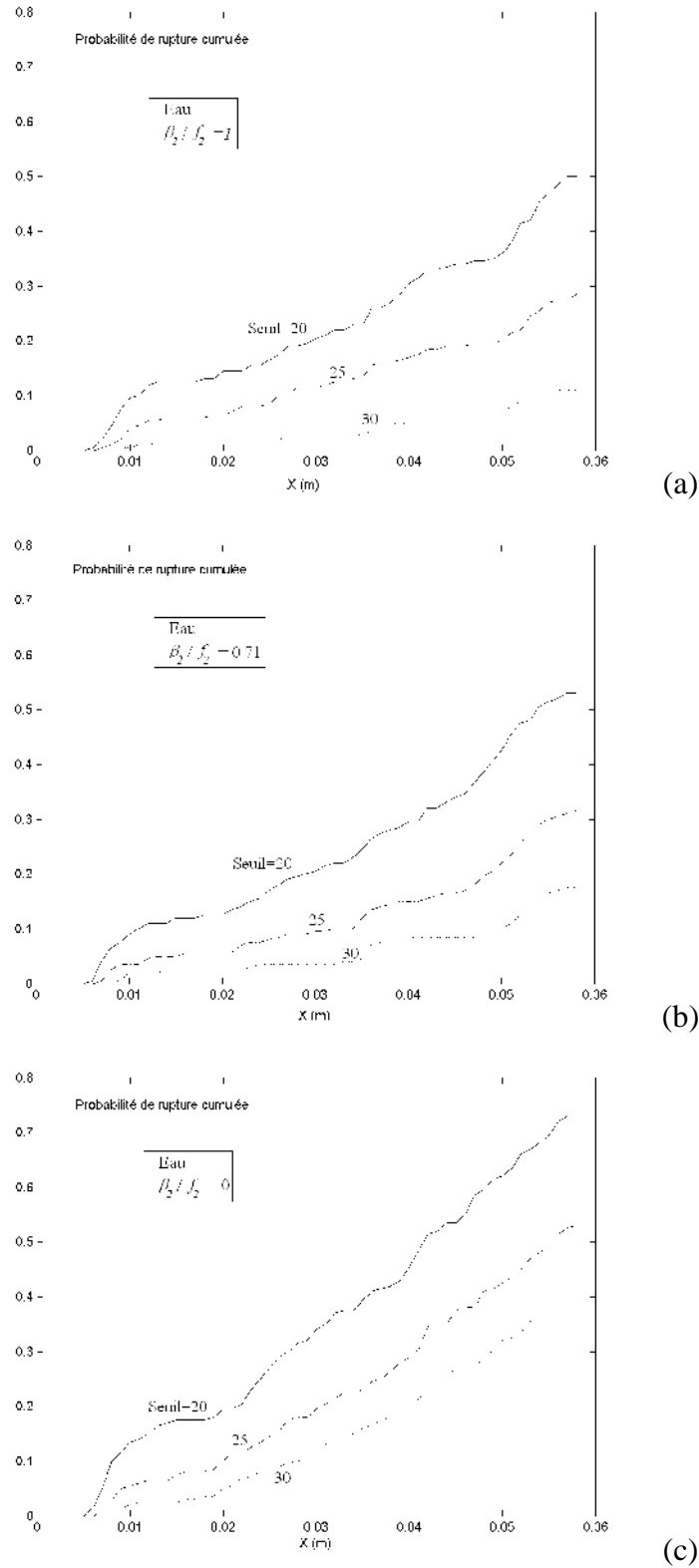


Figure 5.13: Probabilité de rupture cumulée en fonction de la distance axiale à l'orifice, Simulation d'une goutte de diamètre 2.4mm dans l'eau pour $U_o=0.60$ m/s, le système de phase étant défini par : (a) $\beta_2/f_2=1$, (b) $\beta_2/f_2=0.71$, (c) $\beta_2/f_2=0$.

Dans le cadre de cette étude, il est difficile d'analyser les effets respectifs de la dynamique propre de la goutte et du forçage externe sur la déformation d'une goutte et sa probabilité de rupture. En effet, si le taux d'amortissement β_2 correspondant au système C est beaucoup plus grand que dans le cas du système B, le forçage externe n'est pas localement identique entre les deux systèmes. Afin d'évaluer l'effet de ce paramètre, nous avons fait varier le rapport β_2/f_2 dans le modèle en imposant le même signal de forçage, celui de l'eau à la plus faible vitesse (0.6m/s). La figure 5.13 représente la probabilité de rupture cumulée en fonction de la distance à l'orifice pour trois valeurs différentes de ce rapport (1, 0.7 et 0). Si le 3^{ème} cas (figure 5.13c) correspond pratiquement aux conditions expérimentales du système B ($\beta_2/f_2=0.14$), les deux autres graphes correspondent à des situations artificielles, que l'on pourrait obtenir avec des gouttes d'une huile de même densité, plus visqueuse que l'heptane coloré, mais de même tension interfaciale avec l'eau. Ces graphes montrent clairement que la probabilité cumulée de rupture est une fonction décroissante du taux d'amortissement. Cependant, l'influence du forçage reste capitale sur la réponse de la goutte: une goutte possédant les temps caractéristiques du système C (figure 5.13b) soumise au forçage de la phase porteuse eau ($U_o=0.60\text{m/s}$) a une probabilité de 10% de casser juste après l'orifice ($x<20\text{mm}$, seuil de déformation égal à 20), alors que cette probabilité est quasiment-nulle quand elle subit le forçage de la phase porteuse eau-glycérol (figure 5.11b).

5.3.4 Discussion

En vue d'exploiter les résultats de cette étude dans d'autres situations pratiques, il paraît intéressant de s'interroger sur l'existence d'une relation phénoménologique entre le seuil de déformation critique donnant accès à la probabilité de rupture locale d'une goutte et les grandeurs hydrodynamiques accessibles de l'écoulement. L'analyse du chapitre 3 a montré que la notion de Weber critique à l'échelle d'un volume macroscopique englobant l'ensemble des niveaux de turbulence et des hétérogénéités spatiales, permettait de décrire cette probabilité de rupture à l'échelle de ce volume, un résultat somme toute classique de la littérature. Dans le chapitre 4, l'étude hydrodynamique locale a montré que l'occurrence de la rupture des gouttes était corrélée avec la valeur locale du Weber turbulent moyen. Dans ce chapitre, l'analyse linéaire de la déformation a montré que cette notion n'était pas pertinente à l'échelle de la valeur locale instantanée de ce Weber. Ce résultat est directement lié au temps de réponse de la goutte qui filtre ces fluctuations à sa fréquence propre de fluctuation, un comportement déjà mis en évidence par Risso & Fabre (1998) pour une bulle dans une turbulence homogène isotrope. Dans ces conditions, la définition d'un seuil de déformation a permis de reproduire la probabilité de rupture. Ainsi, compte tenu de l'ensemble de ces résultats, il semble logique de rapprocher le niveau de déformation de la goutte à un nombre de Weber moyen intégré sur la période propre d'oscillation de la goutte. Ce nombre de Weber

moyen est représenté sur la figure 5.14 en fonction de la déformation moyenne correspondante, pour l'ensemble des trajectoires et des conditions expérimentales. On obtient une bande de points dispersés alignée autour de la droite $y=x$, un résultat logique traduisant le caractère linéaire du modèle. Ainsi, à l'échelle de la période propre d'oscillation des gouttes, et dans la plage des taux d'amortissement étudiée, la valeur critique du Weber moyen pendant la période propre de la goutte $(\overline{We})_{T_2}=25$, constitue probablement un critère acceptable de rupture. Notons au passage que cette valeur est largement supérieure à 1 et ne correspond pas à la valeur critique proposée dans la théorie de Hinze-Kolmogorov (1.25).

Il est important de préciser que cette valeur critique correspond à une moyenne lagrangienne du Weber, c'est à dire en suivant le déplacement de la goutte dans le champ turbulent pendant une durée finie, égale à sa période d'oscillation. Dans le cadre des descriptions classiques eulériennes de la rupture dans les procédés diphasiques (de type bilan de population), ce résultat implique le développement de modèles statistiques élaborés dans le cas des écoulements turbulents hétérogènes (tels qu'ils peuvent exister en cuve agitée).

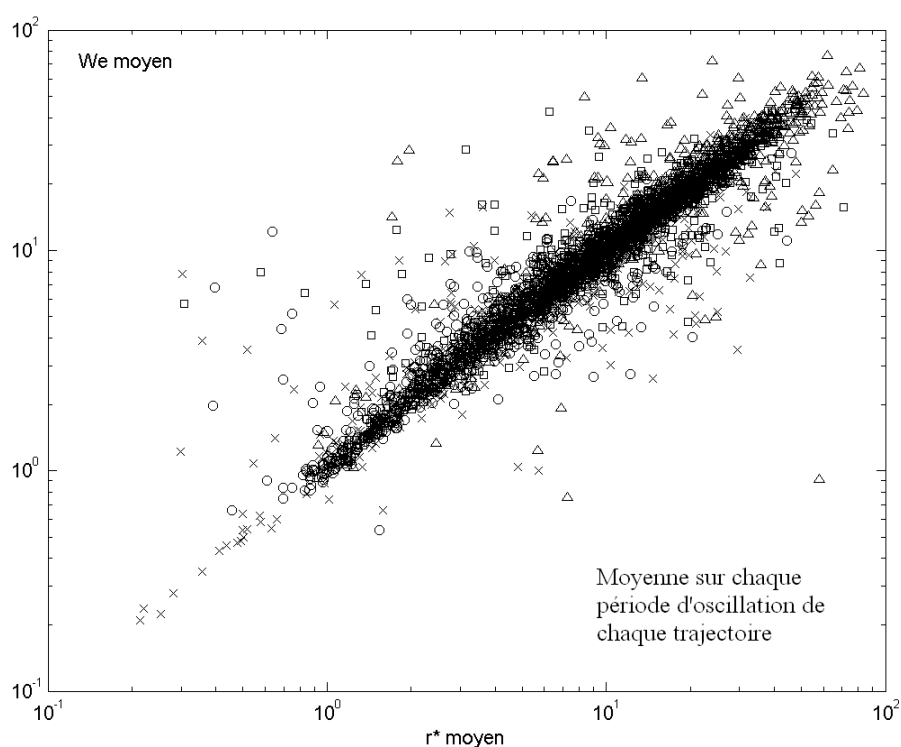


Figure 5.14: Nombre de Weber moyen sur chaque période d'oscillation de la goutte lors de sa trajectoire, en fonction de la déformation moyenne associée, pour les deux systèmes de phase et les deux vitesses débitantes considérées.

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, les mécanismes de rupture d'une goutte dans l'écoulement turbulent hétérogène en aval d'une restriction ont été analysés. La réponse en déformation de la goutte se déplaçant dans un champ de Weber turbulent a été simulée à l'aide d'un modèle simple d'oscillateur linéaire amorti forcé. Cette analyse nous a permis dans un premier temps d'identifier un seuil de Weber critique, offrant la possibilité de retrouver numériquement la probabilité de rupture globale dans le compartiment de conduite considéré, résultat en accord avec l'analyse statistique globale menée dans le chapitre 3. Néanmoins, ce seuil de Weber est inapproprié pour évaluer plus localement la rupture à l'intérieur de la zone considérée. Le choix d'un seuil de déformation a résolu ce problème, et sur la base de ce critère de rupture, les probabilités et les lieux de rupture de deux systèmes de phases liquides ont pu être reproduits. Conforté par ces résultats obtenus dans le cas d'une goutte isolée, nous avons conduit une étude similaire sur la rupture d'une goutte au sein d'une dispersion liquide-liquide concentrée. Cette étude fait l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 6 Rupture en milieu concentré

6.1	INTRODUCTION	187
6.2	CONDITIONS OPERATOIRES	187
6.3	HYDRODYNAMIQUE LOCALE DE LA PHASE CONTINUE EN PRESENCE DE PHASE DISPERSEE	191
6.3.1	<i>Adaptation de la PIV aux écoulements diphasiques L-L.....</i>	<i>191</i>
6.3.2	<i>Ecoulement moyen.....</i>	<i>194</i>
6.3.3	<i>Turbulence.....</i>	<i>197</i>
6.3.4	<i>Forçage externe à l'origine de la rupture.....</i>	<i>200</i>
6.4	ETUDE STATISTIQUE DE LA RUPTURE POUR DES DISPERSIONS CONCENTREES	202
6.4.1	<i>Lieux de rupture</i>	<i>203</i>
6.4.2	<i>Probabilité de rupture.....</i>	<i>206</i>
6.4.3	<i>Produit de la rupture.....</i>	<i>209</i>
6.5	SIMULATION DE LA RUPTURE EN MILIEU CONCENTRE	213
6.5.1	<i>Hypothèses et adaptations de l'oscillateur linéaire amorti</i>	<i>213</i>
6.5.2	<i>Analyse des résultats</i>	<i>214</i>
6.6	CONCLUSION.....	220

6.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'étude de la rupture en milieu concentré (fraction de débit de phase dispersée de 10 et 20% environ), dans l'écoulement turbulent en aval de la restriction, par la démarche mise au point précédemment pour la caractérisation de la rupture d'une goutte isolée. Tout d'abord, une étude expérimentale de l'hydrodynamique locale en aval de l'orifice, en présence de phase dispersée, est réalisée par PIV rapide. Cette méthode optique est rendue utilisable en milieu concentré grâce à l'ajustement des indices de réfraction de la phase dispersée et de la phase continue. L'étude, limitée à l'analyse des champs de vitesse de la phase continue, montre un comportement qualitativement similaire à celui rencontré en monophasique. La présence de la phase dispersée a des effets comparables à ceux observés dans d'autres écoulements du même type : augmentation de la diffusion du jet accompagnée d'une diminution plus rapide des gradients de vitesse, très légère augmentation du niveau de fluctuations et de l'anisotropie. Les champs de vitesse instantanés mesurés permettent d'établir le forçage exercé sur la goutte en aval de l'orifice responsable de la rupture. Comme dans les cas de gouttes isolées, il s'agit d'un forçage turbulent qui peut s'exprimer sous la forme d'un nombre de Weber turbulent. Le deuxième type d'expériences consiste à suivre par ombroscopie la déformation et la rupture de gouttes d'heptane coloré dans l'écoulement concentré en phase dispersée (jusqu'à 20%). Les résultats sont d'abord présentés sous la forme d'une analyse globale, comme en monophasique. Les lieux de rupture observés expérimentalement sont comparés favorablement aux zones de fort Weber turbulent, puis une étude statistique est réalisée en termes de probabilité de rupture et de grandeurs caractérisant le produit de la rupture, comme le nombre et la taille des gouttes filles. Enfin, le modèle d'oscillation linéaire utilisé pour simuler la rupture d'une goutte isolée est adapté au cas de la rupture en milieu concentré et les probabilités de rupture dérivées de la simulation sont comparées aux résultats expérimentaux.

6.2 Conditions opératoires

Débits des phases

Les 4 conditions opératoires considérées dans l'étude locale de l'écoulement diphasique en aval de l'orifice sont récapitulées dans le Tableau 6.1. Les deux valeurs de vitesse de mélange dans l'orifice, notées $U_{o-Mélange}$ (ou plus simplement U_o tout au long de ce chapitre), sont identiques aux vitesses précédemment étudiées en monophasique (chapitre 4).

$Q_{tot} (L/h)$		383	583
$\phi_d=0.1$	$Q_c (L/h)$	345	525
	$Q_d (L/h)$	38	58
$\phi_d=0.2$	$Q_c (L/h)$	306	477
	$Q_d (L/h)$	77	106
$U_{Mélange} (m/s)$		0.15	0.23
$U_o - Mélange (m/s)$		0.60	0.92
$Re_o - Mélange$ $= \frac{\rho_m U_o D_o}{\mu_m}$	$\phi_d=0.1$	1719	2636
	$\phi_d=0.2$	1324	2030

Tableau 6.1 : Conditions opératoires étudiées

La fraction volumique réelle ϕ n'est pas mesurée à l'intérieur de la conduite. Cette grandeur dépend notamment de la vitesse dans la conduite, de la taille des gouttes injectées, et bien entendu de la fraction de débit de phase dispersée injectée dans la colonne, notée ϕ_d . En aval de l'orifice, la modification de la distribution de taille de gouttes due à la rupture ainsi que les gradients de vitesses peuvent créer des fortes inhomogénéités spatiales de fraction volumique. Finalement, seule la fraction de débit de phase dispersée injectée dans la colonne est parfaitement connue : c'est ce paramètre qui est choisi tout au long de ce chapitre pour qualifier les concentrations en phase dispersée considérées dans les expériences. Deux valeurs de fraction de débit de phase dispersée ont été testées : $\phi_d=0.1$ et 0.2 .

Evaluation de la fraction volumique

L'objectif du paragraphe est d'évaluer la fraction volumique effective en amont et en aval de l'orifice dans les cas considérés. La taille moyenne des gouttes formées au niveau du distributeur de phase dispersée a été étudiée dans le cas de gouttes d'heptane injectées dans de l'eau (résultats présentés dans le chapitre 2, paragraphe dédié à la qualification du dispositif expérimental). Le diamètre moyen des gouttes d'heptane injectées dans le mélange eau+glycérol peut être assimilé à ces résultats : en supposant que cette distribution n'évolue pas jusqu'à l'orifice, la fraction volumique effective ϕ en amont de l'orifice est déduite de la relation de Thornton-Pratt :

$$\overline{U_R} = \frac{Q_d}{A\phi} - \frac{Q_c}{A(1-\phi)} \quad (6.1)$$

la vitesse relative moyenne $\overline{U_R}$ étant estimée par la loi proposée par Augier *et coll.* (2004), valable pour $\phi < 0.4$, U_t étant calculée par la loi de Shiller et Nauman (cf chapitre 1, paragraphe 1.4.2) :

$$\frac{\overline{U_R}}{U_t} = \exp(-4.6\phi) \quad (6.2)$$

Les valeurs de ϕ en amont de l'orifice ainsi estimées sont reportées dans le tableau 6.2.

En aval de l'orifice, la taille des gouttes est modifiée par la rupture. La taille résultante moyenne n'étant pas connue, trois diamètres de gouttes dans la gamme observée (2, 1.5 et 1mm) sont testés pour estimer la valeur de la concentration après la restriction, avec les mêmes lois que celles utilisées en amont (6.1 et 6.2). Le Tableau 6.2 récapitule les fractions volumiques estimées en amont et en aval de l'orifice pour les 4 jeux de conditions opératoires considérées. La valeur de ϕ diffère sensiblement de ϕ_d en amont de la restriction, du fait du glissement important des gouttes injectées.

	Amont de l'orifice		Aval de l'orifice	
	d (mm)	ϕ	d (mm)	ϕ
383L/h $\phi_d=0.1$	2.7	0.07	2	0.077
			1.5	0.083
			1	0.09
383L/h $\phi_d=0.2$	2.4	0.16	2	0.17
			1.5	0.18
			1	0.19
583L/h $\phi_d=0.1$	2.4	0.08	2	0.084
			1.5	0.088
			1	0.09
583L/h $\phi_d=0.2$	2.2	0.18	2	0.18
			1.5	0.186
			1	0.19

Tableau 6.2: Estimation de la fraction volumique effective en amont et en aval de l'orifice.

Lorsque la taille des gouttes diminue, suite à la rupture induite par le passage dans l'orifice, la valeur du glissement diminue et ϕ se rapproche de ϕ_d . Cette estimation reste très

approximative, elle ne prend pas en compte par exemple les inhomogénéités de taille de gouttes générées derrière l'orifice ainsi que les inhomogénéités spatiales de l'écoulement qui vont jouer sur la répartition des gouttes. Ayant une idée plus précise de la fraction volumique effective, il est possible d'évaluer les propriétés du mélange (masse volumique ρ_m et viscosité μ_m).

Masse volumique du mélange

La masse volumique de la dispersion est déduite de l'équation suivante :

$$\rho_m = \phi \rho_d + (1 - \phi) \rho_c \quad (6.3)$$

Les valeurs de ϕ sont reportées dans le tableau 6.2. Lorsque ϕ_d vaut 0.1 (respectivement $\phi_d=0.2$), ρ_m avoisine 1070kg/m³ (respectivement 1030kg/m³), soit une légère diminution par rapport à la valeur du mélange eau+glycérol seul (1100kg/m³).

Viscosité de mélange

Le calcul de la viscosité du mélange est plus délicat : depuis le modèle de Taylor (1932), valable pour des émulsions très diluées et des gouttes sphériques, de nombreuses corrélations ont été proposées dans la littérature (Choi et Schowalter, 1975 ; Yaron et Gal-Or, 1972 ; Phan-Thien et Pham, 1997 ; Jansen *et coll*, 2000). Cependant, il n'existe pas de modèle général permettant de calculer μ_m . Ce manque d'information sur la viscosité des mélanges liquide-liquide est lié au fait qu'elle varie en fonction d'un grand nombre de paramètres : la vitesse de cisaillement, la concentration, les viscosités des phases continue et dispersée, la tension interfaciale, le diamètre des gouttes. A titre d'exemple, une estimation de la viscosité du mélange est réalisée ici en utilisant la corrélation de Yaron et Gal-Or, assez fiable sur une large gamme de concentration (Pal, 2001) :

$$\mu_m = 1 + I(\theta)\phi \text{ avec } \theta = \phi^{1/3} \text{ et}$$

$$I(\theta) = \frac{5.5[4\theta^7 + 10 - (84/11)\theta^2 + (4/\lambda)(1 - \theta^7)]}{10(1 - \theta^{10}) - 25\theta^3(1 - \theta^4) + (10/\lambda)(1 - \theta^3)(1 - \theta^7)} \quad (6.4)$$

La viscosité de la dispersion μ_m est évaluée autour de 5.610⁻³ Pa.s pour ϕ_d égal à 0.1, et 710⁻³ Pa.s pour ϕ_d égal à 0.2. L'évaluation des propriétés du mélange permet de calculer un nombre de Reynolds dans l'orifice (Tableau 6.1). On peut remarquer que les valeurs de Re_o sont de l'ordre de celles étudiées dans le cas monophasique eau+glycérol, et nettement inférieures à celles dans le cas de l'eau.

6.3 Hydrodynamique locale de la phase continue en présence de phase dispersée

6.3.1 Adaptation de la PIV aux écoulements diphasiques L-L

Ajustement des indices de réfraction – Acquisition des images brutes

L'ajustement des indices optiques de la phase dispersée (heptane) et de la phase continue (mélange eau+glycérol) permet d'utiliser la vélocimétrie par images de particules en milieu diphasique : le milieu alors transparent permet d'une part l'accès de la nappe Laser, et, d'autre part, rend possible la capture d'images par la caméra. L'ajustement des indices est effectif pour une concentration en glycérol de 43% massique, à une température de 29°C.

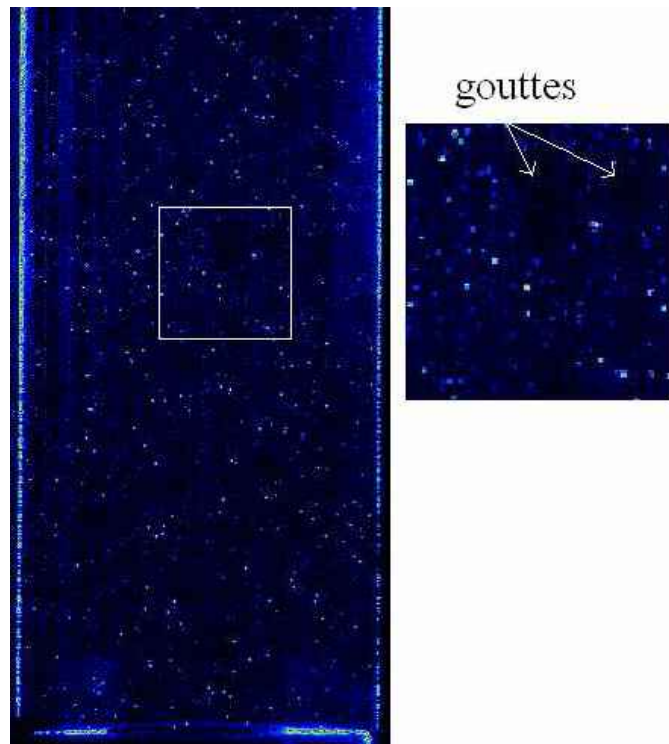


Figure 6.1 : Image de l'écoulement liquide-liquide ($Q_{tot}=383L/h$, $\phi_d=0.1$) éclairé au laser.

La phase continue estensemencée avec des particules fluorescentes de rhodamine encapsulée, identiques à celles utilisées en monophasique (voir chapitre 2, paragraphe 2.2.2). Un filtre passe-haut élimine avant la prise d'images la longueur d'onde du Laser, pour ne laisser passer que celle fluorescée, ce qui permet d'éviter d'enregistrer des réflexions parasites. L'écoulement des particules n'est pas altéré par la présence des gouttes. En particulier, nous n'avons pas constaté de présence, ni a fortiori d'accumulation de particules

aux interfaces liquide-liquide, comme on peut l'observer sur la figure 1. Sur cette image, on peut détecter la présence des gouttes d'heptane aux endroits où il y a un déficit notable en particules. Les informations présentes sur les images concernent donc uniquement la phase continue. Parce qu'il n'est pas possible de détecter clairement les interfaces sur les images, les expériences ne permettent pas de discriminer la phase dispersée de la phase continue, comme cela a été fait par Augier (2001). En conséquence, les mesures ne donnent donc pas accès à la fraction volumique locale, à la taille des gouttes et à la vitesse de la phase dispersée, mais ceci ne constitue pas un problème majeur pour notre étude, car c'est avant tout la connaissance du champ de vitesse dans la phase continue qui nous intéresse pour évaluer le forçage exercé sur la goutte.

Traitement PIV – Champs de vitesse instantané de la phase continue

Le traitement PIV appliqué entre deux images successives en présence de phase dispersée est similaire à celui réalisé en monophasique. La précision du calcul de corrélation croisée en diphasique est, comme en écoulement monophasique, liée à la concentration et à la taille des particules d'ensemencement, à la taille des fenêtres. Mais la mesure diphasique est en plus sensible à la présence des gouttes, qui a pour premier effet de réduire d'un facteur $(1-\phi)$ la densité de particules d'ensemencement qui sont situées dans la phase continue, ce qui va diminuer la qualité du pic de corrélation et donc la précision de la mesure du déplacement. Pour réduire cet inconvénient, la corrélation est d'abord réalisée dans de grandes fenêtres d'interrogation (64 pixels de côté, soit deux fois plus larges que le diamètre des gouttes). Ceci permet d'assurer que toutes les fenêtres contiennent des particules d'ensemencement, et donc qu'un calcul de corrélation est possible. Puis le traitement PIV se poursuit sur des fenêtres d'interrogation plus petites, avec un décalage des mailles fonction des vitesses locales obtenues sur le maillage grossier. En fonction de la présence locale plus ou moins importante de gouttes, certaines fenêtres pourraient se retrouver éventuellement sans ensemencement. Cependant, l'observation détaillée d'un grand nombre d'images brutes (Figure 6.1) a montré qu'il n'y a que très peu de zones complètement « noires », correspondant à des gouttes, sur lesquelles aucune corrélation ne serait possible: même à l'emplacement des gouttes (que l'on distingue légèrement sur l'image comme des zones plus sombre), il y a des niveaux de gris qui suivent le mouvement global et qui permettent un calcul de la corrélation croisée. En dernière étape, un post traitement est appliqué, destiné à détecter des vecteurs vitesses erronés grâce à un critère concernant la taille des vecteurs et le Rapport Signal sur Bruit. Nous avons remarqué que les valeurs erronées sont en général obtenues dans les zones occupées par la phase dispersée. Ces vecteurs sont supprimés et remplacés par des vecteurs interpolés à partir des mailles voisines. Cet ensemble de traitements permet d'obtenir un champ de vitesse instantané qu'il est raisonnable d'attribuer à la phase continue.

Calcul de la moyenne phasique

Soit la fonction caractéristique de la phase dispersée $\chi(x, t)$ définie en chaque point x et à chaque instant t par :

$\chi(x, t) = 1$ si x est occupé par la phase dispersée (goutte),

$\chi(x, t) = 0$ si x est occupé par la phase continue.

La vitesse moyenne phasique de la phase continue $U(x)$ est définie par :

$$U(x) = \frac{\langle (1 - \chi_i(x, t_i)) \cdot U(x, t_i) \rangle_i}{\langle (1 - \chi_i(x, t_i)) \rangle_i} \quad (6.5)$$

avec $\langle \chi_i(x, t_i) \rangle_i = \phi(x)$, fraction volumique moyenne de la phase dispersée au point x .

Les champs de vitesse instantanée obtenus par PIV correspondent à des moyennes spatiales évaluées sur la fenêtre d'interrogation, sur laquelle on peut définir une fraction volumique de phase dispersée instantanée $\beta(x, t)$, moyenne spatiale de χ dans chaque maille centrée sur le point x . On peut alors calculer la vitesse moyenne phasique de la phase continue sur la fenêtre centrée au point x , par la relation :

$$U(x) = \frac{\langle (1 - \beta(x, t_i)) \cdot U(x, t_i) \rangle_i}{\langle (1 - \beta(x, t_i)) \rangle_i} \quad (6.6)$$

Comme nous l'avons vu plus haut, nous ne mesurons pas la fraction volumique locale et instantanée $\beta(x, t)$. Nous avons donc évalué la vitesse moyenne de la phase continue par la relation :

$$U(x) = \langle U(x, t_i) \rangle_i \quad (6.7)$$

Par cette approximation, nous avons donné le même poids aux vitesses mesurées dans la fenêtre d'interrogation, quelle que soit la fraction volumique de phase dispersée présente instantanément. Or, la vitesse instantanée de la phase continue est fortement corrélée à la présence de gouttes, qui se déplacent avec un glissement vertical ascendant de l'ordre de 0.05 m/s par rapport à la phase continue. On peut donc légitimement penser que notre calcul surestime la vitesse moyenne de la phase continue. Ce biais est confirmé par le calcul de la conservation du débit à partir des profils de vitesse moyenne axiale : la valeur obtenue est plus proche du débit global dans la conduite que du débit de la phase continue.

Nous avons toutefois considéré que :

- dans le cas de l'évaluation des trajectoires de gouttes, le biais engendré n'était pas plus important que celui dû à l'estimation de la vitesse des gouttes comme la somme de la vitesse locale de la phase continue et d'une vitesse de glissement ;

- pour calculer les valeurs du nombre de Weber turbulent local et instantané le long des trajectoires, nous utilisons des différences de fluctuations de vitesses instantanées, or, les vitesses instantanées, elles, correspondent bien à la vitesse de la phase continue. L'écoulement ne comportant pas des gradients de fraction volumique moyenne importants, le biais engendré sur le calcul des We instantanés est certainement négligeable.

Le même type de biais statistique existe dans le calcul des vitesses moyennes fluctuantes, qui ne sont utilisées que pour commenter le comportement général de l'écoulement.

6.3.2 Ecoulement moyen

Les Figure 6.2 et Figure 6.3 reportent respectivement les profils de vitesse moyenne axiale et radiale de la phase continue en aval de l'orifice. L'allure générale des champs de vitesse moyenne obtenus en monophasique est conservée dans les champs mesurés en écoulement diphasique : l'écoulement est toujours structuré par une zone de jet au centre de la conduite, entourée de recirculations caractérisées par des vitesses plus faibles. L'étude comparée des profils de vitesse axiale avec ceux obtenus en écoulement monophasique montre que la diffusion du jet est légèrement plus rapide en présence de phase dispersée.

Pour une même valeur de vitesse dans la conduite, le rapport des vitesses axiales au centre de la conduite par rapport à leur valeur pour $X=10\text{mm}$ chute beaucoup plus rapidement en présence de phase dispersée (Figure 6.4). Il n'existe pas à notre connaissance d'études concernant l'hydrodynamique locale d'un écoulement liquide-liquide concentré en aval d'une restriction de conduite. Il est néanmoins possible de faire certaines analogies entre cet écoulement et les zones de mélange diphasiques, qui ont fait l'objet d'un certain nombre d'études expérimentales et numériques. Roig *et coll* (1998) ont montré, dans le cadre d'un écoulement gaz-liquide dilué ($\phi < 2\%$) que l'élargissement de la couche de mélange est beaucoup plus rapide en présence de phase dispersée, un résultat confirmé numériquement par Climent (1993). Les travaux menés par Augier (2001) ont révélé l'effet majeur des inhomogénéités de phase dispersée sur le comportement de la zone de mélange : la présence de gouttes accélère l'expansion de la couche de mélange, mais cet effet reste constant avec la concentration en gouttes. Nos données expérimentales sont en accord avec ces résultats: une légère différence apparaît cependant entre les mesures à 10 et 20% (la diffusion du jet est un peu plus rapide pour les mesures à 10% qu'à 20%), mais il serait hasardeux de vouloir commenter cet écart au vue de la précision des mesures du champ de vitesse moyenne.

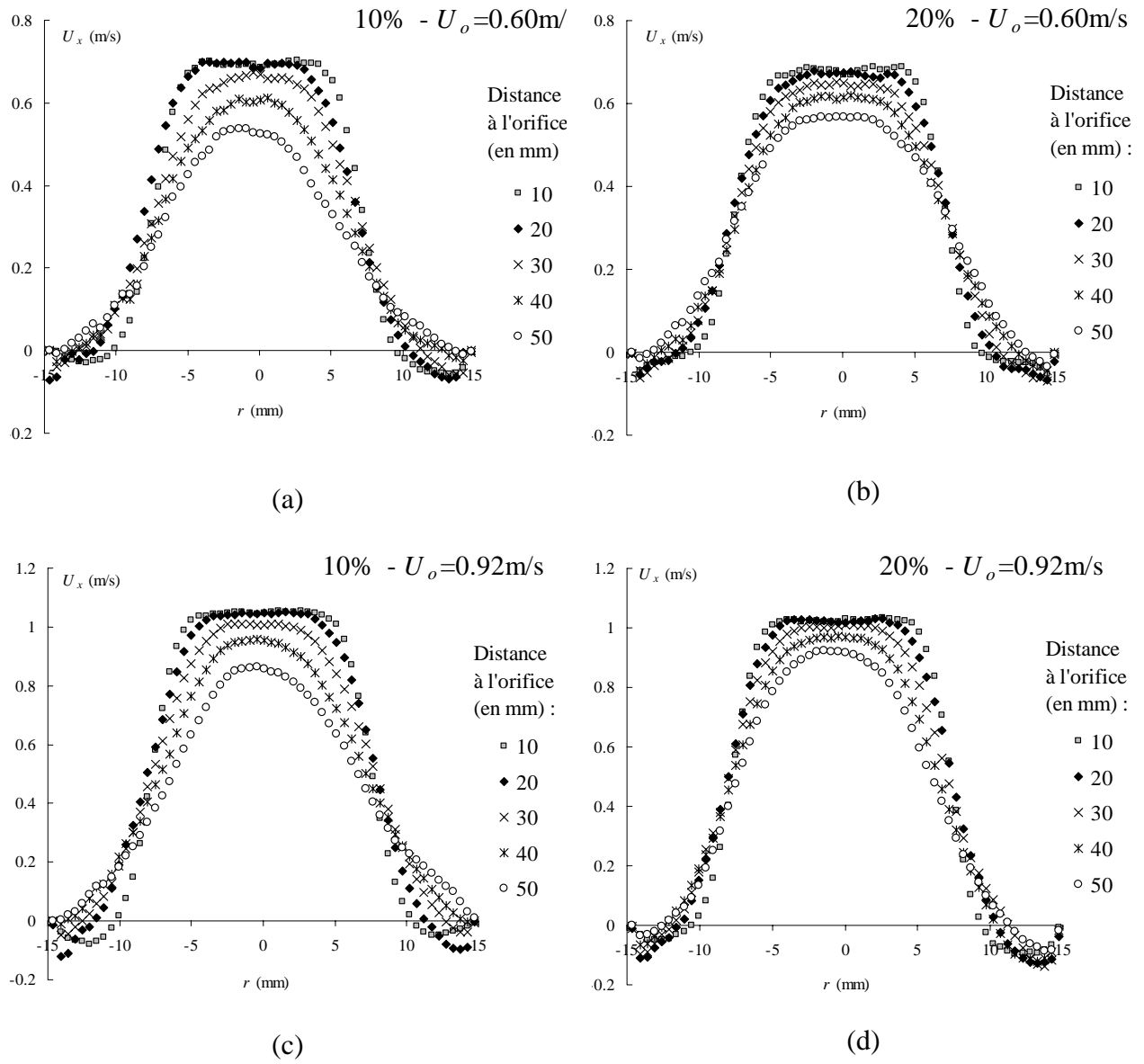


Figure 6.2 : Profils radiaux de la composante axiale de la vitesse moyenne \overline{U}_x :

(a) 10%, $U_o = 0.60$ m/s, (b) 20% $U_o = 0.60$ m/s, (c) 10%, $U_o = 0.92$ m/s, (d) 20% $U_o = 0.92$ m/s

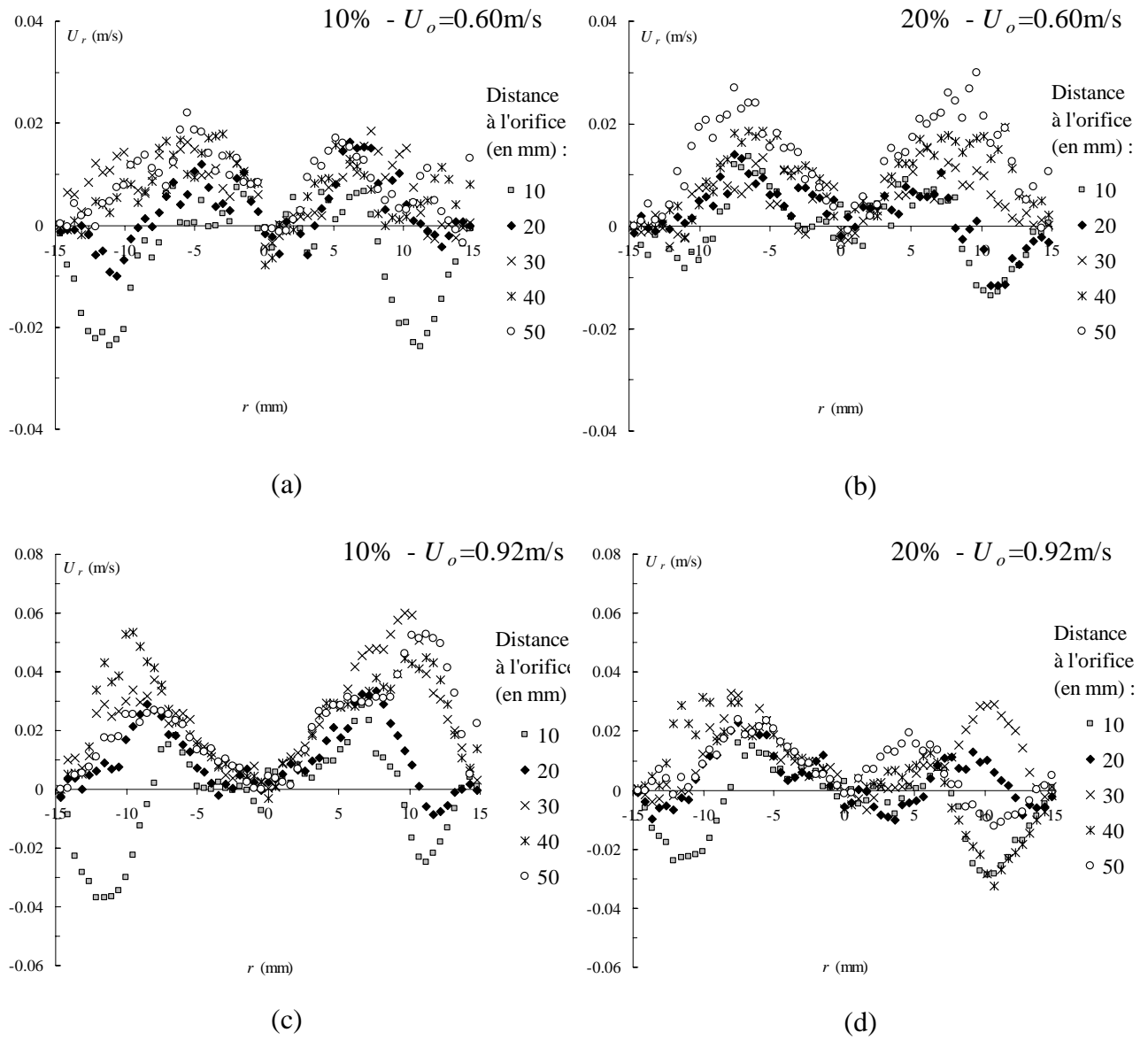


Figure 6.3 : Profils radiaux de la composante radiale de la vitesse moyenne \overline{U}_y

(a) 10%, $U_o = 0.60$ m/s, (b) 20% $U_o = 0.60$ m/s, (c) 10%, $U_o = 0.92$ m/s, (d) 20% $U_o = 0.92$ m/s

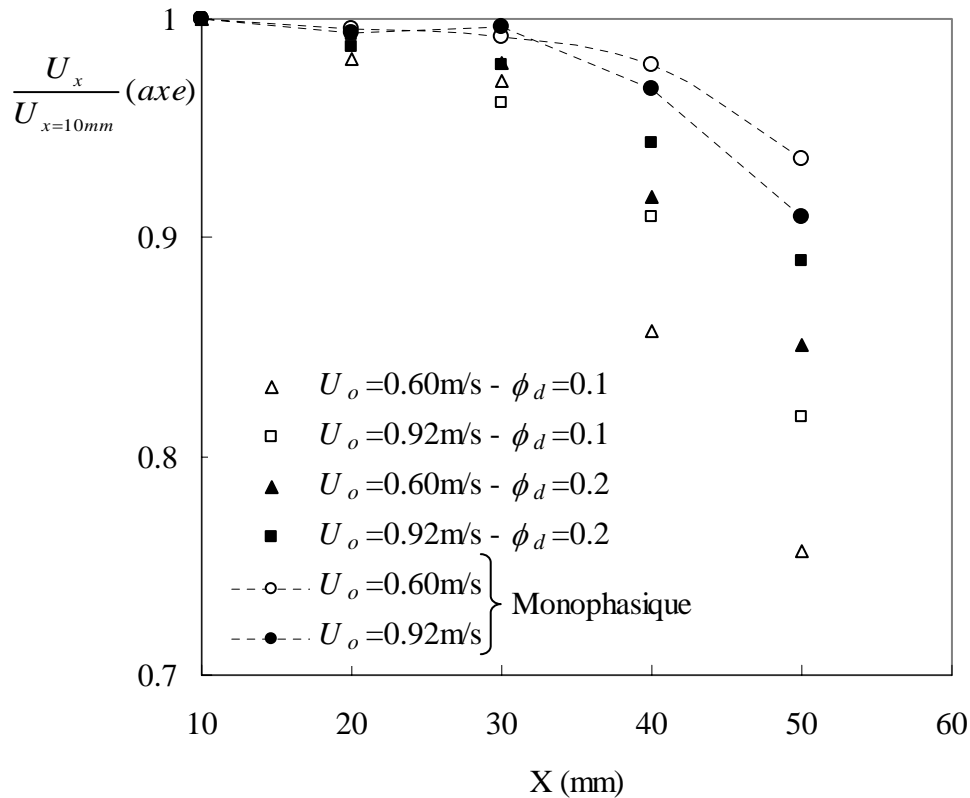


Figure 6.4 : Profils axiaux de la vitesse axiale au centre de la conduite normalisée par la vitesse à $X=10\text{mm}$

6.3.3 Turbulence

Les Figure 6.5 et Figure 6.6 représentent respectivement les profils des fluctuations de vitesses axiale et radiale de la phase continue. Les maxima des fluctuations sont situés à la frontière du jet, dans les zones de fort gradient de vitesse, comme observé en écoulement monophasique. Les valeurs maximales de fluctuations axiales sont néanmoins plus importantes (0.2m/s au lieu de 0.17m/s environ en monophasique pour la plus faible vitesse U_o). Le rapport $(u_{x-rms}/U_x)^2$ augmente d'environ 0.05 (rapport constant pour les deux vitesses testées en monophasique) à environ 0.08. Les fluctuations de vitesses radiales sont elles sensiblement plus faibles. L'effet combiné induit une nette augmentation de l'anisotropie, tendance observée également par Augier (2001). Quelle que soit la concentration, la turbulence est globalement plus intense à proximité de l'orifice dans les expériences concentrées en phase dispersée : ce résultat est également en accord avec les observations classiques dans des zones de mélange diphasiques. Cette augmentation est responsable de la diffusion turbulente du jet plus intense observée sur les vitesses axiales.

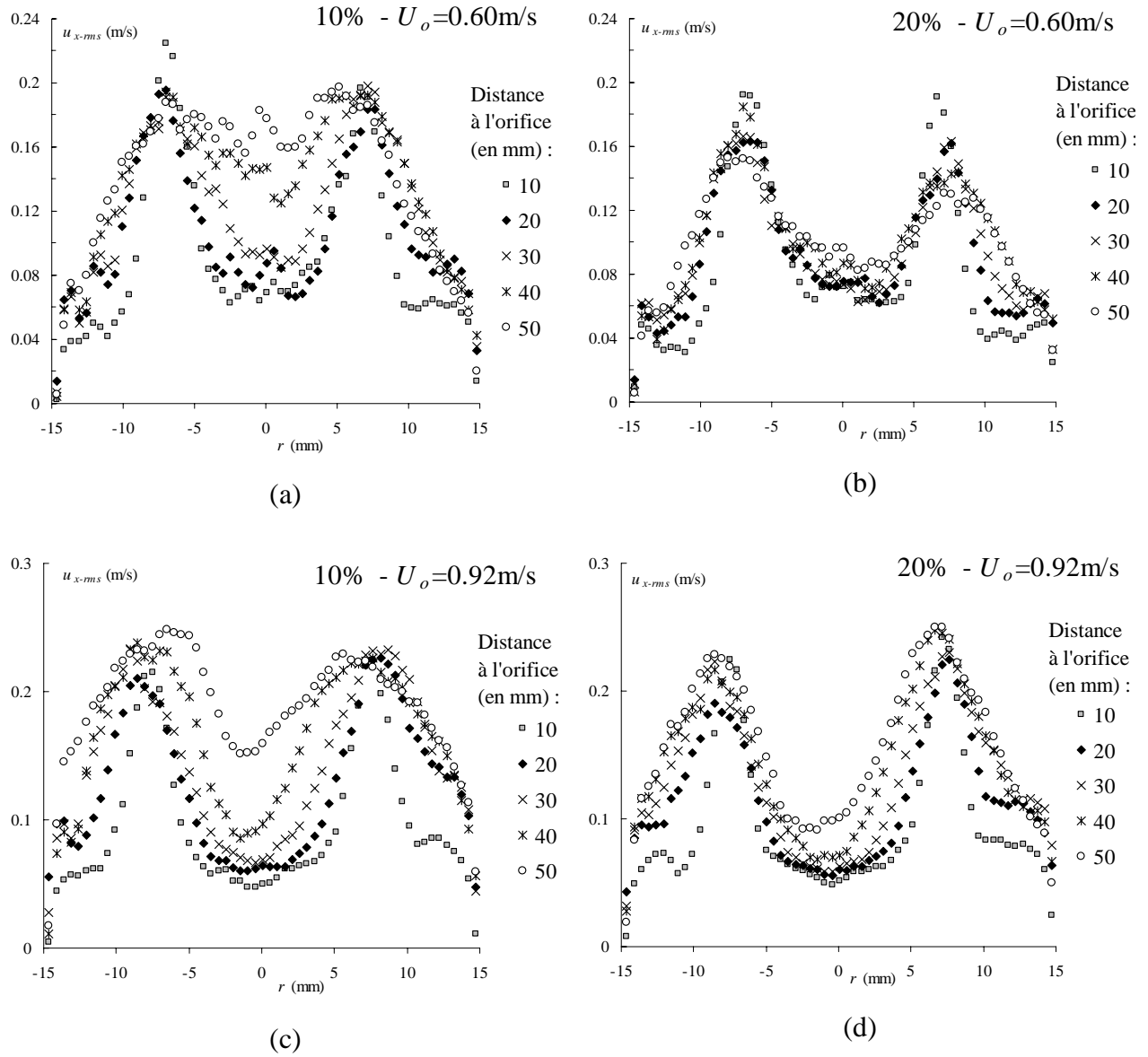


Figure 6.5 : Profils radiaux de l'écart type des fluctuations de vitesse axiale $u_{x-rms} = \sqrt{u_x'^2}$:

(a) 10%, $U_o = 0.60$ m/s, (b) 20% $U_o = 0.60$ m/s, (c) 10%, $U_o = 0.92$ m/s, (d) 20% $U_o = 0.92$ m/s

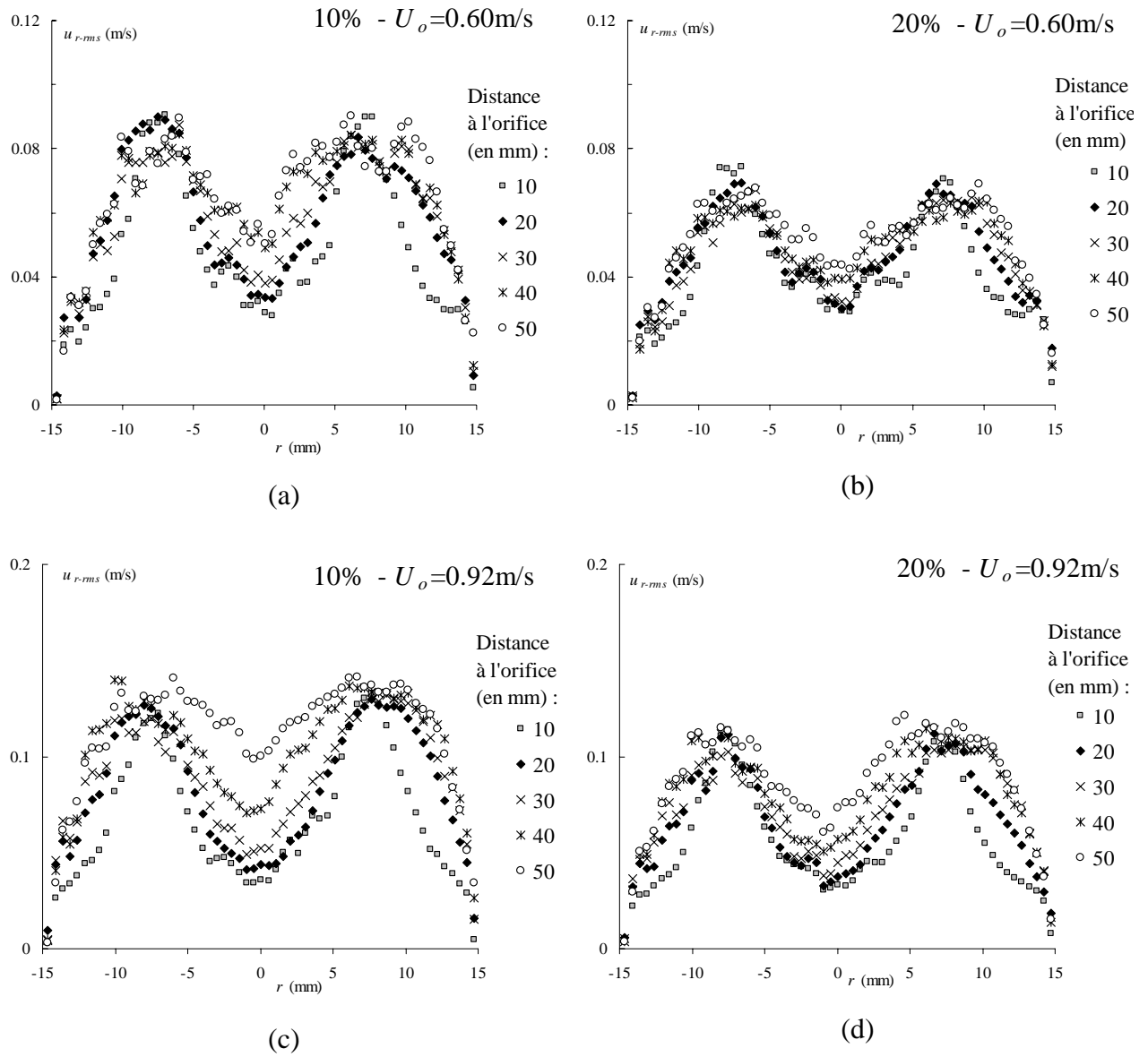


Figure 6.6 : Profils radiaux de l'écart type des fluctuations de vitesse radiale $u_{y-rms} = \sqrt{u_y'^2}$:
 (a) 10%, $U_o = 0.60$ m/s, (b) 20% $U_o = 0.60$ m/s, (c) 10%, $U_o = 0.92$ m/s, (d) 20% $U_o = 0.92$ m/s

6.3.4 Forçage externe à l'origine de la rupture

Comme dans le chapitre 4 pour l'écoulement monophasique, nous avons utilisé les mesures instantanées de vitesse pour identifier la contrainte exercée par la phase porteuse, la dispersion heptane/eau+glycérol, qui pourrait être responsable de la rupture de gouttes d'heptane coloré de diamètre 2.4mm. Nous avons adopté la même démarche que celle décrite dans le chapitre 4, via une étude séparée des contributions visqueuses et inertielles induites par le mouvement moyen et par la turbulence.

Les valeurs du nombre Capillaire en aval de l'orifice ainsi que celles du nombre de Weber calculé à partir de l'accélération de la vitesse axiale moyenne, évalués avec les propriétés du mélange, sont une nouvelle fois négligeables par rapport au nombre de Weber turbulent, calculé à partir des maxima des fluctuations de vitesse instantanée à l'échelle de la goutte. Seuls les résultats concernant ce dernier sont reportés ici.

La Figure 6.7 reporte les valeurs moyennes du nombre de Weber turbulent pour les deux valeurs de fraction de débit de phase dispersée ϕ_d et les deux valeurs de vitesse débitante dans l'orifice ($U_o=0.60$ m/s et 0.92 m/s) étudiées. Le nombre de Weber turbulent est maximal à la frontière entre le jet et la zone de recirculation, dès l'entrée dans la zone en aval de l'orifice, puis diminue progressivement en s'éloignant de l'orifice. Ce comportement est sensiblement différent de celui observé en écoulement monophasique pour le système eau+glycérol : dans ce cas, le Weber reste très faible sur une distance proche de 20mm derrière la restriction, les maxima étant repoussés plus loin, toujours dans la zone de diffusion du jet. D'autre part, les écarts d'intensité du forçage entre les deux valeurs de vitesses débitantes, très marqués en écoulement monophasique, sont beaucoup moins significatifs dans les champs de Weber obtenus en présence de phase dispersée : on peut alors s'attendre à des valeurs de probabilités de rupture plus proches pour les deux vitesses débitantes considérées, par rapport aux résultats sur la rupture d'une goutte isolée en écoulement monophasique.

Par contre, l'augmentation de la concentration en phase dispersée diminue nettement l'intensité du forçage externe : ce résultat est particulièrement notable pour la plus faible valeur de vitesse U_o . Cette observation laisse penser que la probabilité de rupture va diminuer avec l'augmentation de la concentration en phase dispersée dans la conduite, pour une valeur de vitesse de mélange fixée, un résultat qui va dans le sens des tendances reportées dans la littérature.

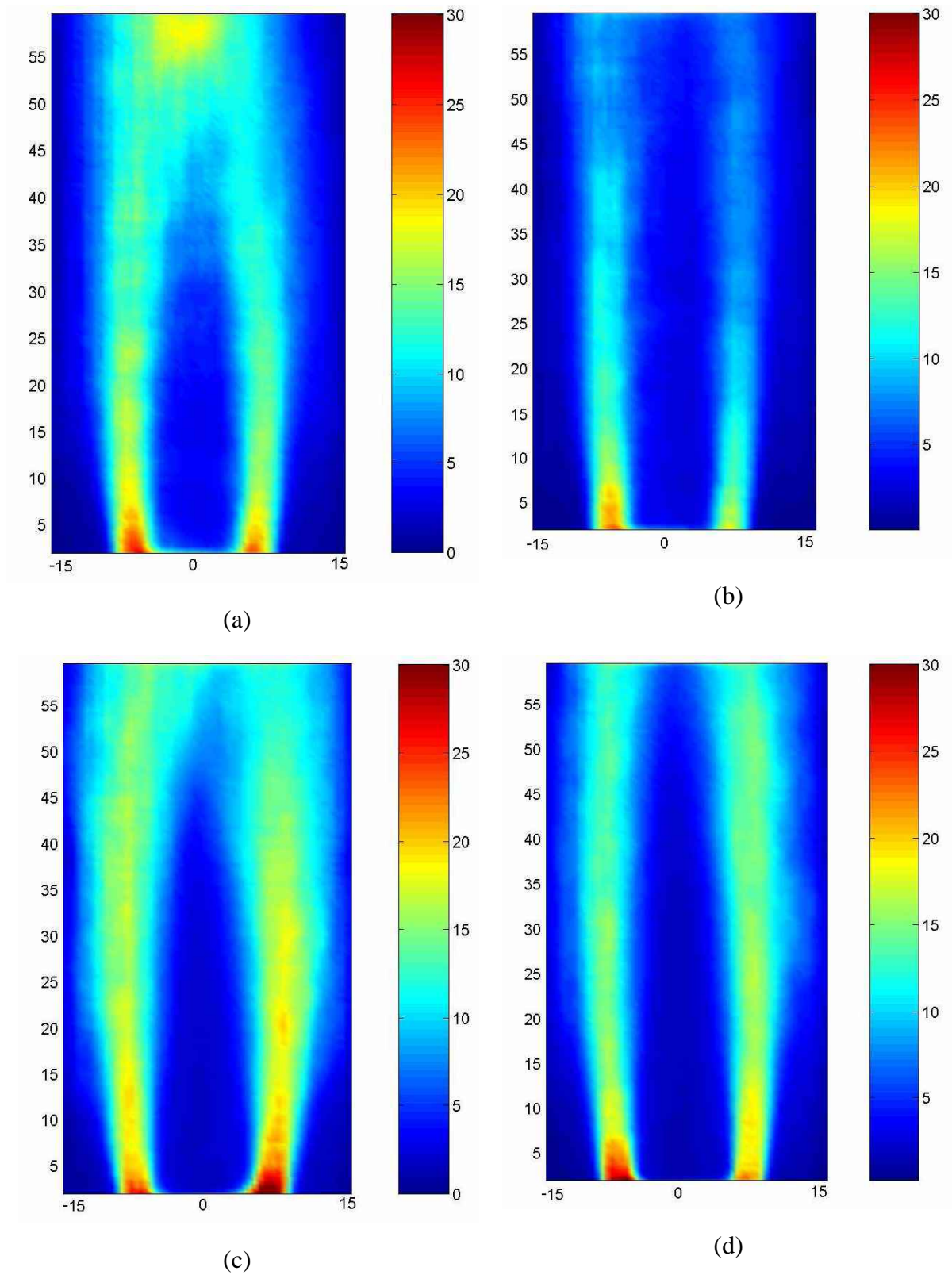


Figure 6.7 : Nombre de Weber turbulent moyen ($d=2.4\text{mm}$) :

(a) 10%, $U_o=0.60\text{ m/s}$, (b) 20% $U_o=0.60\text{ m/s}$, (c) 10%, $U_o=0.92\text{ m/s}$, (d) 20% $U_o=0.92\text{ m/s}$

Les valeurs de l'écart type du nombre de Weber turbulent, dont les maxima sont du même ordre de grandeur que les valeurs moyennes et localisées aux mêmes endroits, montrent comme en écoulement monophasique que les fluctuations temporelles des valeurs locales sont très importantes dans ce type d'écoulement. On peut d'ores et déjà suspecter que, comme en écoulement monophasique, la valeur moyenne du nombre de Weber ne sera pas suffisante pour dégager un critère de rupture: une étude de la valeur instantanée du forçage s'appliquant sur une goutte en aval de l'orifice, via la simulation de la réponse dynamique de la goutte sera nécessaire pour estimer s'il existe un seuil critique au-delà duquel la rupture a lieu.

Avant d'aborder cette partie de l'étude, les résultats d'expériences de rupture de gouttes d'heptane coloré injectées dans des écoulements concentrés en phase dispersée dans la conduite sont présentés dans le paragraphe suivant.

6.4 Etude statistique de la rupture pour des dispersions concentrées

L'analyse globale de la rupture en milieu concentré consiste à suivre par vidéo rapide une goutte d'heptane coloré injectée dans une dispersion d'heptane dans le mélange eau-glycérol, de concentration ϕ_d connue, rendue transparente grâce à l'ajustement optique des phases. Cette méthode permet d'observer la rupture d'une goutte en aval de l'orifice sans que la visualisation du phénomène ne soit perturbée par la présence des autres gouttes. Une étude statistique, basée sur environ 70 trajectoires expérimentales de gouttes pour des conditions opératoires fixées (U_o , ϕ), est dérivée de ces observations.

Les tableaux 6.3 et 6.4 récapitulent l'ensemble des conditions opératoires testées. Rappelons que ϕ_d correspond à la fraction de débit de phase dispersée (heptane) injectée dans la conduite et pas à la fraction volumique effective dans le tube. Deux types d'expériences ont été réalisés. Pour une vitesse de mélange fixée ($U_o=0.88\text{m/s}$), 4 valeurs de ϕ_d ont été étudiées (tableau 6.3). Des variations de la vitesse de mélange ont d'autre part été effectuées pour deux valeurs de ϕ_d fixées ($\phi_d=0.1$ et 0.2 , tableau 6.4).

Vitesse de mélange U_o (m/s)	ϕ_d	ΔP_{\max} (Pa)	Diamètre moyen (mm)
0.88	0.05	519	1.7
	0.1	492	1.75
	0.15	489	1.7
	0.2	501	1.9

Tableau 6.3 : Conditions opératoires étudiées à vitesse de mélange U_o fixée ($\beta=1/2$)

$\phi_d=0.1$		$\phi_d=0.2$	
U_o (m/s)	ΔP_{\max} (Pa)	U_o (m/s)	ΔP_{\max} (Pa)
0.55	226	-	-
0.64	274	0.62	284
0.76	392	-	-
0.88	492	0.88	501
0.98	637	0.98	617
1.15	874	1.13	811
-	-	1.19	900

Tableau 6.4 : Conditions opératoires étudiées à ϕ_d fixée ($\beta=1/2$)

6.4.1 Lieux de rupture

Les lieux de rupture observés expérimentalement sont représentés dans la Figure 6.8, pour les deux valeurs de fraction de débit de phase dispersée ($\phi_d=0.1$ et 0.2) et une large gamme de vitesse de mélange. La rupture se produit dès la sortie de l'orifice, contrairement à ce qui a été observé pour la rupture d'une goutte isolée en écoulement monophasique pour le système C (heptane coloré/eau+glycérol).

Ce phénomène est directement associé au fait que la présence de phase dispersée modifie complètement la répartition des zones de fort Weber turbulent en aval de l'orifice. La Figure 6.9 illustre clairement que, comme en monophasique, la rupture a lieu dans les zones où le nombre de Weber turbulent est important. En particulier, les lieux de rupture se trouvent dans la couronne entre le jet et les recirculations. Le nombre de Weber est ici calculé pour le

diamètre des gouttes observé en moyenne dans nos expériences en milieu concentré, soit $d=1.9\text{mm}$, qui diffère légèrement de celui utilisé dans le paragraphe précédent ($d=2.4\text{mm}$). On peut noter que la carte de nombre de Weber turbulent n'en est pas bouleversée.

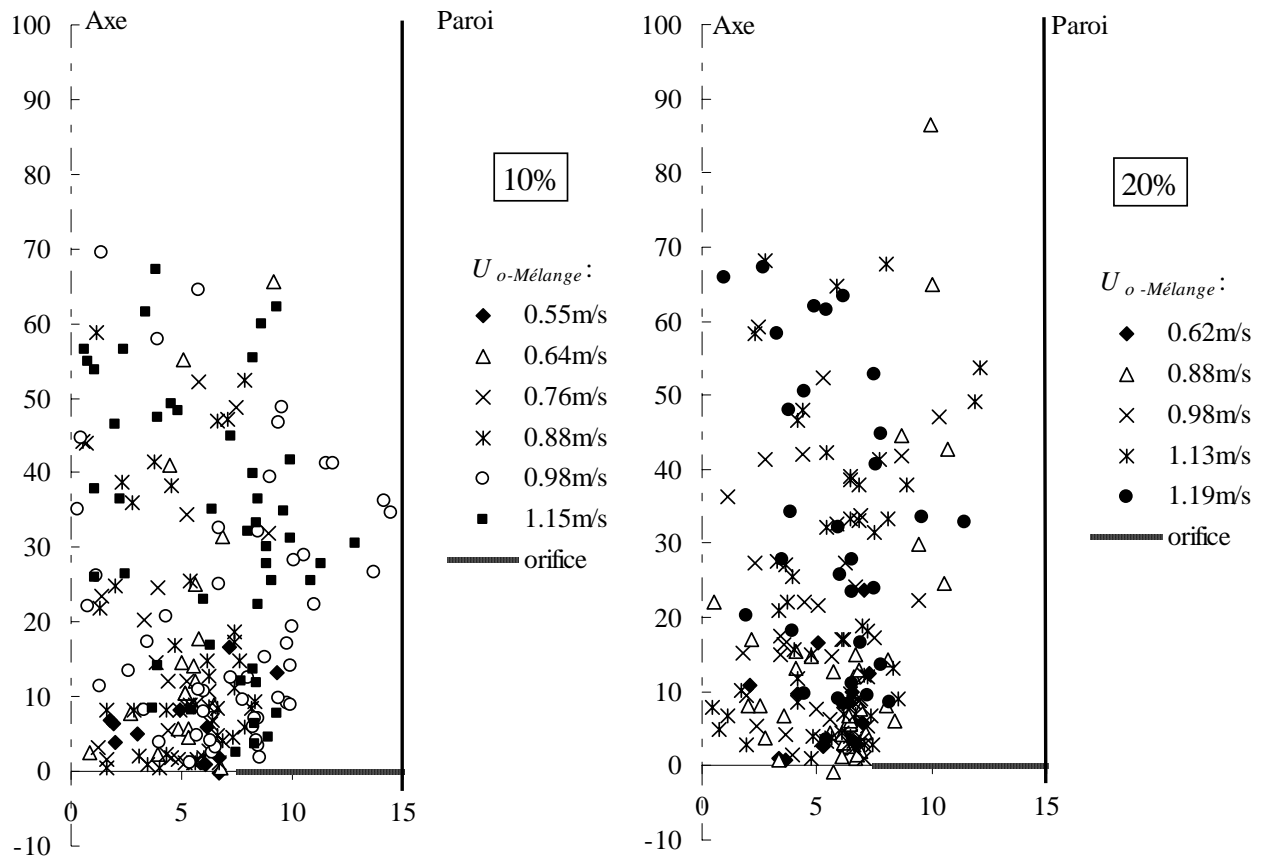


Figure 6.8 : Lieux de rupture expérimentaux pour différentes valeurs de la vitesse de mélange dans l'orifice ($\beta=1/2$) et pour deux valeurs de fraction de débit de phase dispersée ϕ_d : 10% (à gauche) et 20% (à droite).

Rappelons que les lieux de rupture expérimentaux sont des projections sur le plan de visualisation de la position réelle 3D de la rupture, leur position transversale n'est pas leur véritable position radiale. Les lieux de rupture observés au centre du jet doivent correspondre à des événements qui ont eu lieu à la frontière du jet, mais dans la partie avant ou arrière de la conduite par rapport au plan central. Pour l'ensemble des expériences reportées dans la Figure 6.8, il apparaît que le nombre de rupture se produisant au-delà de $X=60\text{mm}$ en aval de l'orifice est très faible. L'augmentation de la concentration en phase dispersée conduit à une diminution de la hauteur de la zone de fort Weber : les ruptures sont contenues alors dans une courte zone en aval de l'orifice, d'autant plus courte que la vitesse de mélange est faible et/ou que la concentration en phase dispersée est importante.

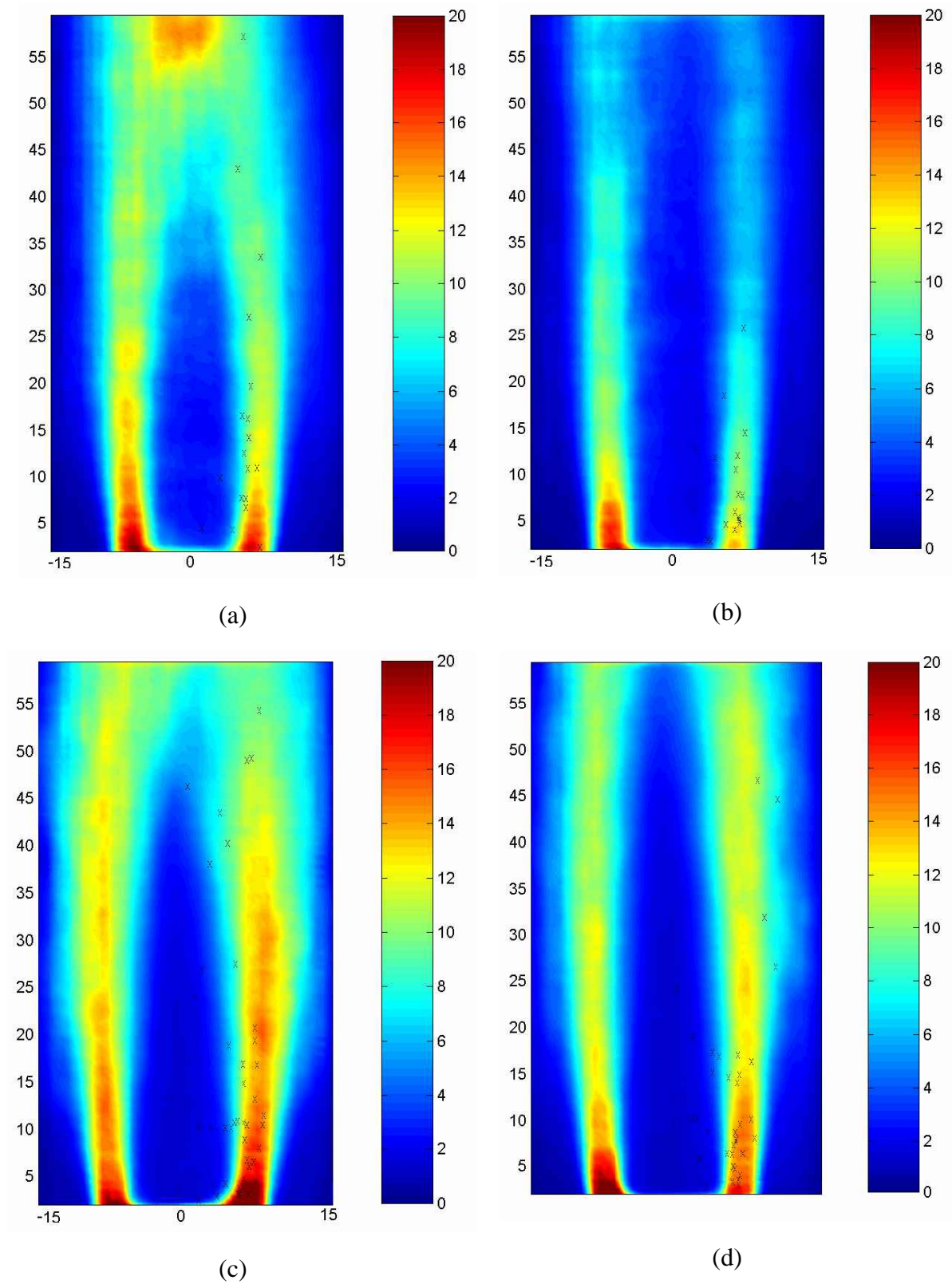


Figure 6.9 : Lieux de rupture observés expérimentalement (croix) représentés sur la carte de Weber turbulent moyen associée ($d=1.9\text{mm}$) : (a) $\phi_d=10\%$, $U_o=0.60\text{ m/s}$, (b) $\phi_d=20\%$, $U_o=0.60\text{ m/s}$, (c) $\phi_d=10\%$, $U_o=0.92\text{ m/s}$, (d) $\phi_d=20\%$, $U_o=0.92\text{ m/s}$.

6.4.2 Probabilité de rupture

Perte de charge d'un écoulement diphasique à travers l'orifice

L'étude menée sur la rupture d'une goutte isolée pour trois systèmes monophasiques différents a montré que la probabilité de rupture en aval de l'orifice est une fonction croissante d'un nombre de Weber global basé sur la perte de charge maximale à travers la restriction de conduite. Afin de tester une modélisation analogue de la rupture en milieu concentré, les profils de perte de charge derrière l'orifice en écoulement diphasique (non représentés ici) ont été mesurés pour différentes valeurs de concentration. Ces profils, d'allure similaire à celle obtenue en écoulement monophasique, font apparaître un maximum de perte de charge à une distance égale à un diamètre de conduite en aval de l'orifice, le point de mesure le plus proche de la zone appelée vena contracta. La Figure 6.10 reporte cette perte de charge maximale en écoulement diphasique (heptane/eau-glycérol) pour différentes valeurs de fraction de débit de phase dispersée ϕ_d variant entre 0.025 et 0.2. L'évolution linéaire de ΔP_{max} en fonction de l'énergie cinétique dans la conduite en écoulement diphasique est comparable à celle observée en monophasique, en prenant en compte la vitesse débitante et une masse volumique de mélange ρ_m .

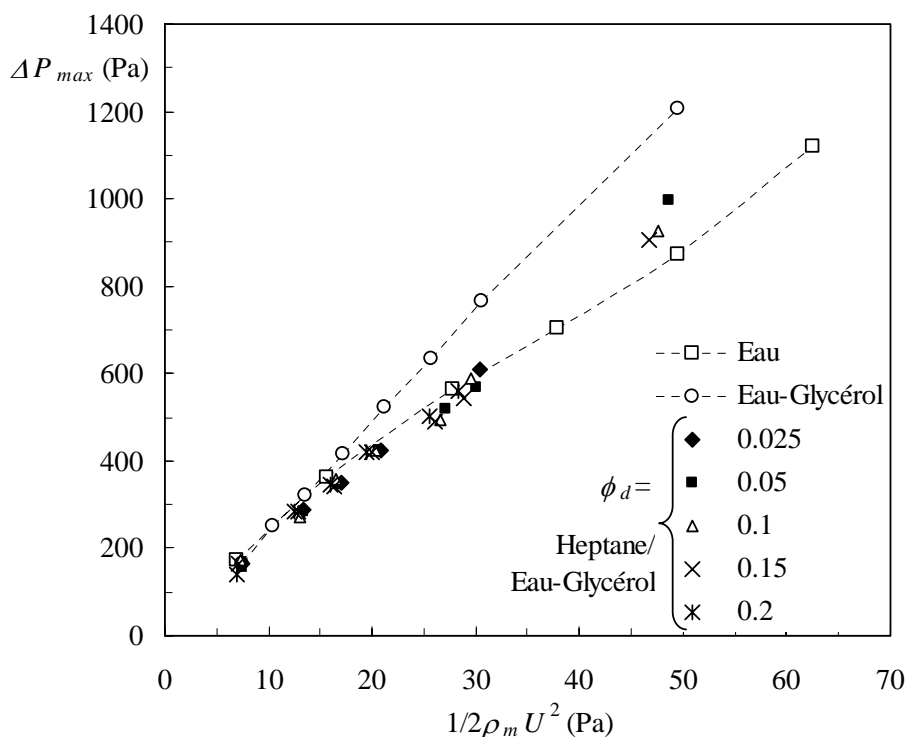


Figure 6.10 : Perte de charge maximale ($\beta=1/2$, $T=29^\circ\text{C}$).
 U est la vitesse de mélange dans la conduite et ρ_m la masse volumique du mélange.
 ϕ_d varie entre 0.025 et 0.2.

Ce résultat est en accord avec les observations de Pal concernant des émulsions liquide-liquide à diverses concentrations (Pal, 1993). Dans la gamme de conditions opératoires considérées, l'augmentation de la concentration en phase dispersée ne joue quasiment pas sur la valeur de la perte de charge maximale. L'écart entre les deux courbes associées aux écoulements monophasique d'eau d'une part, et monophasique d'eau+glycérol et diphasiques d'autre part est attribuable aux différences dans l'hydrodynamique locale en aval de l'orifice : dans le cas de l'eau, mais aussi dans les cas diphasiques, le jet diffuse plus rapidement que dans le cas eau+glycérol. Dans les deux cas, la diffusion est plus rapide car la turbulence en bord de jet est plus élevée, dans le cas de l'eau parce que le nombre de Reynolds est plus important, dans le cas diphasique à cause de la présence de la phase dispersée.

Probabilités de rupture

La Figure 6.11 illustre l'évolution de la probabilité de rupture en fonction du nombre de Weber global basé sur le ΔP_{max} , défini dans le chapitre 3 pour deux valeurs de fraction de débit de phase dispersée ($\phi_d=0.1$ et 0.2).

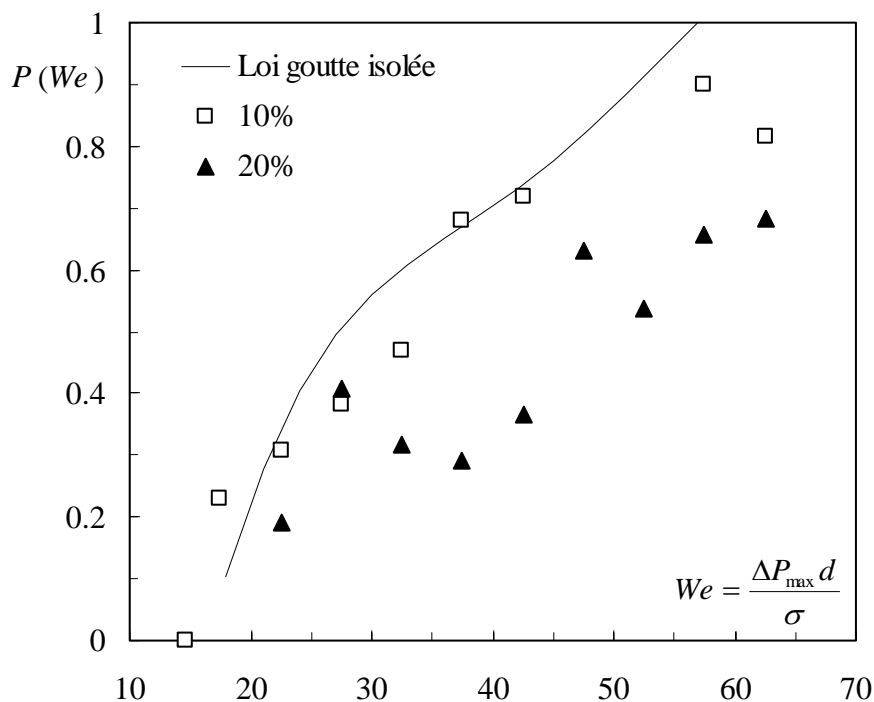


Figure 6.11: Probabilité de rupture en fonction du Weber global basé sur le ΔP_{max}

La répartition des mesures par classes de nombre de Weber résulte en une dispersion relative des résultats, car leur nombre total n'est pas très élevé. Toutefois, l'évolution constatée pour $\phi_d=0.1$ est comparable à celle concernant une goutte isolée dans le mélange

eau+glycérol, malgré les différences significatives entrevues dans le paragraphe précédent sur l'hydrodynamique locale (et particulièrement la répartition locale des Weber turbulents mesurés à l'échelle de la goutte). La probabilité de rupture dans une dispersion dont la concentration est proche de 0.2 est largement inférieure à celle obtenue pour $\phi_d=0.1$ et $\phi_d=0$; elle ne dépasse pas 70% dans la gamme de conditions opératoires étudiée.

Les probabilités cumulées de rupture sont tracées sur la Figure 6.12, en vue d'essayer de réduire la dispersion des points. Les courbes des ruptures cumulées en milieu concentré s'écartent progressivement de celle correspondant au système C (goutte d'heptane coloré isolée dans le mélange eau+glycérol). L'évolution de ces probabilités cumulées de rupture peut être approximée comme pour le système C par une loi de la forme :

$$P_{cum}(We) = We^a \exp(-b/We) \quad (6.5)$$

avec $a=0.33$ et $b=94$ pour $\phi_d=0.1$, et $a=0.30$ et $b=94$ pour $\phi_d=0.2$ (rappelons que $a=0.38$ et $b=95$ pour le système C). Les points expérimentaux restent toutefois plus dispersés autour de cette loi que ce n'est le cas en monophasique. Malgré cette dispersion, la tendance est claire : à nombre de Weber constant, la probabilité de rupture diminue quand la concentration en phase dispersée augmente, bien que l'énergie totale amenée au système diffère très peu (voir pertes de charge). Il est clair alors qu'un nombre de Weber global ne peut pas permettre de bâtir un critère universel pour la rupture.

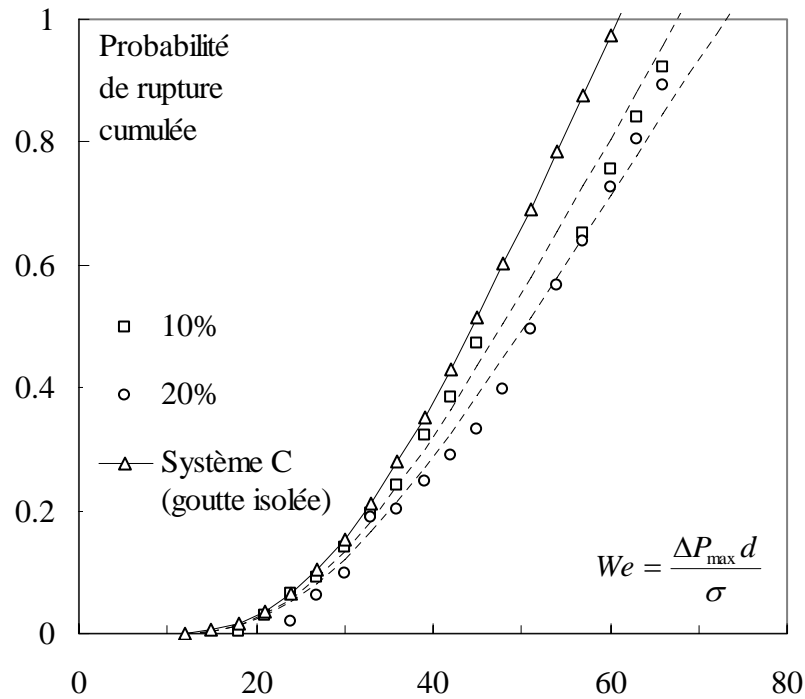


Figure 6.13

Figure 6.12: Probabilité de rupture cumulée en fonction de We .

Effet global de la concentration en phase dispersée sur la probabilité de rupture

La Figure 6.13 reporte la probabilité de rupture en fonction de la fraction de débit de phase dispersée pour une vitesse de mélange fixée ($U_o=0.88\text{m/s}$) et une gamme de diamètre de goutte colorée injectées comprise entre 1.4 et 2mm. Le nombre de Weber global associé à ces évènements est toujours compris entre 30 et 40. L'augmentation de la concentration en phase dispersée induit tout d'abord une augmentation de la probabilité de rupture ($\phi_d=0.05$), puis une chute constante au delà de ϕ_d égal à 0.1 environ. Cette diminution de la probabilité de rupture en milieu concentré au-delà de $\phi_d=0.1$ a été constatée dans toute la gamme de conditions opératoires (diamètre de gouttes et vitesse du mélange dans la conduite) considérées. Elle est en accord avec les résultats en cuve agitée de la littérature, rappelés en introduction. Les raisons de cette évolution sont vraisemblablement liées aux modifications induites de l'hydrodynamique locale et de la réponse des gouttes que nous aborderons au paragraphe 6.5, après avoir examiné les produits de la rupture.

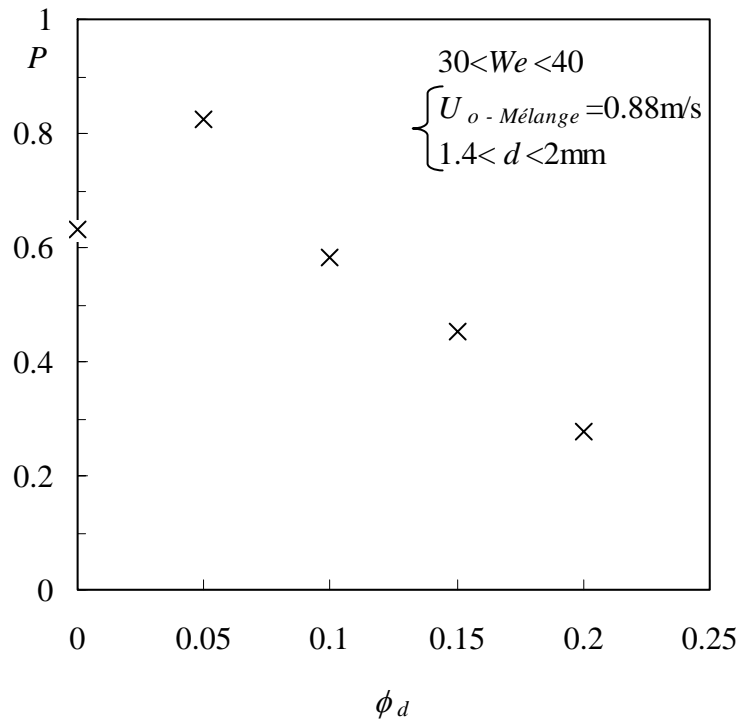


Figure 6.13: Probabilité de rupture en fonction de la fraction de phase dispersée
 $30 < We < 40$

6.4.3 Produit de la rupture

Suivant une méthodologie analogue à celle employée pour l'étude du produit de la rupture avec les systèmes A, B et C détaillée dans le chapitre 3, le nombre de fragments et la distribution de taille des gouttes-filles ont été mesurés. Les résultats sont moyennés par classe

de Weber. La Figure 6.14 reporte l'évolution du nombre moyen de gouttes filles et de l'écart type associé en fonction du nombre de Weber global. L'augmentation du nombre de fragments pour $\phi_d=0.1$ est proche de celle observée dans le cas de la rupture d'une goutte isolée dans le mélange eau+glycérol (courbe en pointillé) : la rupture binaire est majoritaire à faible We , puis les ruptures multiples prédominent aux We plus élevés. Pour ces fortes valeurs de Weber, le nombre moyen de fragments est plus faible pour $\phi_d=0.2$: la rupture en 2 à 4 gouttes filles est la règle jusqu'à une valeur de We proche de 60. La décroissance du diamètre de Sauter des gouttes filles réduit (noté d_{d32}/d) lorsque We augmente est similaire à ce que l'on a observé pour une goutte isolée avec le système C (Figure 6.15).

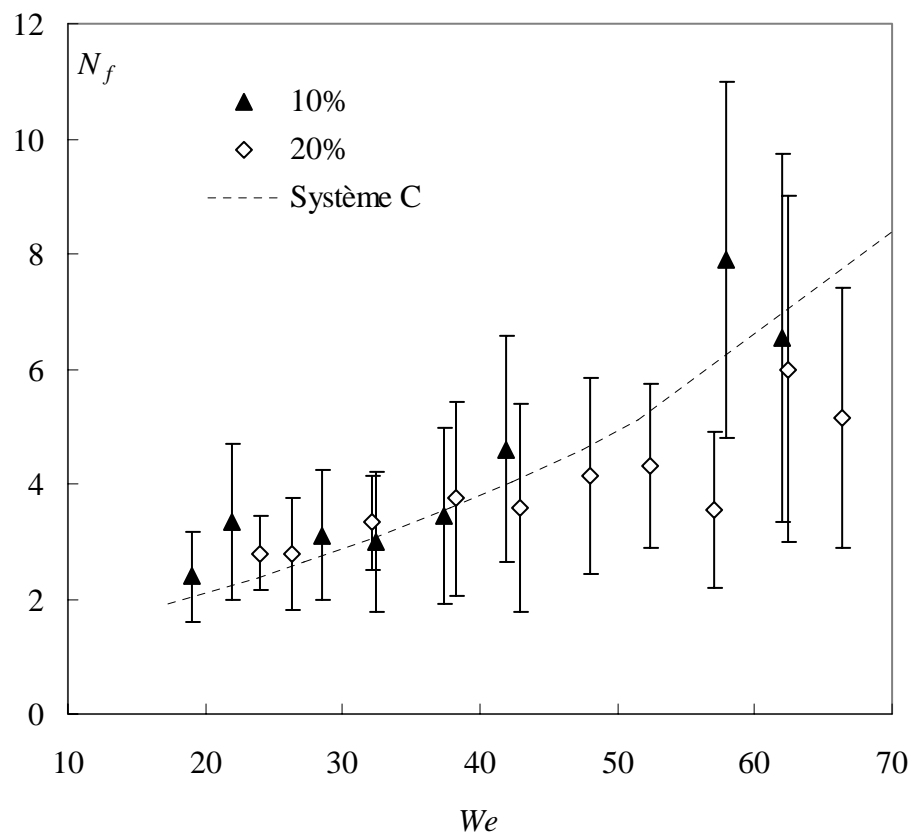


Figure 6.14 : Nombre moyen de gouttes filles (barres d'erreur = +/- écart-type)

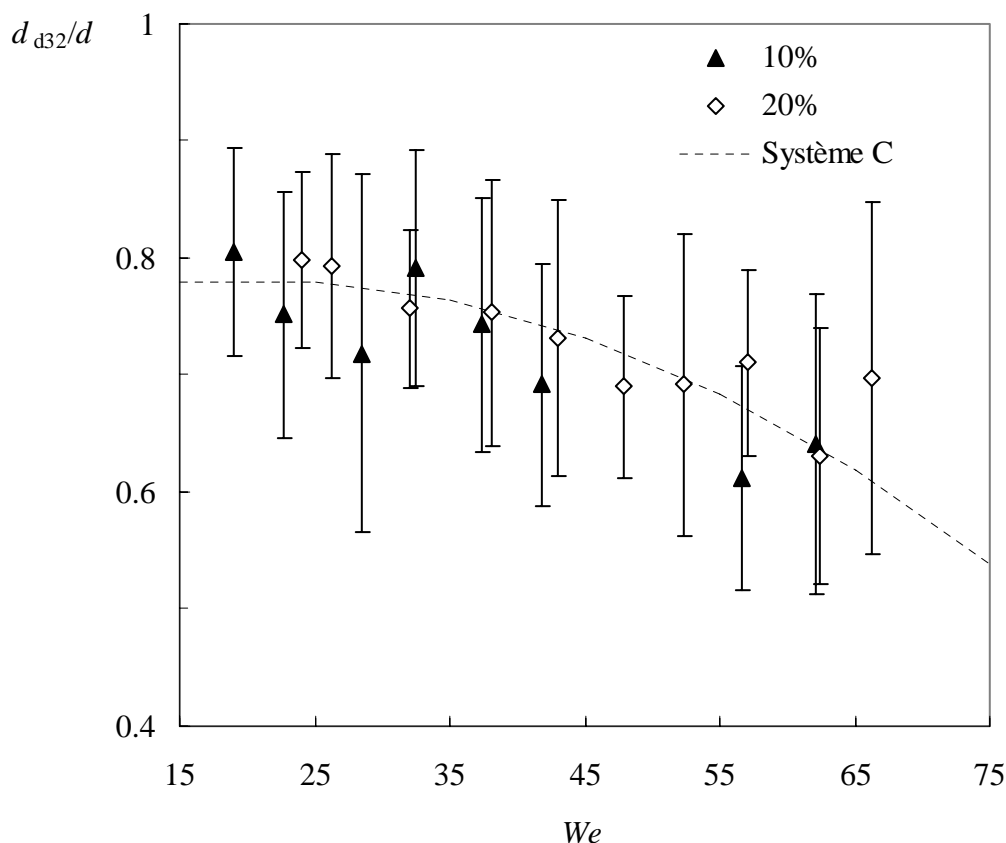


Figure 6.15 : Diamètre de Sauter des gouttes filles réduit moyen. Les barres d'erreur représentent +/- l'écart-type.

Les distributions de taille des gouttes filles (diamètre réduit d_d/d) dans le cas de la rupture d'une goutte isolée (système C) et dans le cas d'une dispersion concentrée ($\phi_d=0.1$ et 0.2) sont illustrées dans la Figure 6.16. Le caractère multimodal de ces distributions témoigne de la prédominance des ruptures asymétriques. Pour les faibles valeurs de Weber ($20 < We < 30$), la classe correspondant à la rupture en deux gouttes filles de même taille, $d_d/d=0.8$, est d'autant moins alimentée que la concentration en phase dispersée est importante. En contrepartie, la classe correspondant à $d_d/d=0.9$ est plus élevée : la rupture en 2 à 3 gouttes filles génère fréquemment une grosse goutte et une à deux gouttes satellites. Au fur et à mesure que We augmente, la taille moyenne des filles diminue et les distributions suivent globalement des formes similaires. On peut remarquer pour $30 < We < 40$ un pic associé à la présence de gouttes filles de petite taille ($d_d/d=0.25-0.35$), plus importante que dans le cas de la rupture d'une goutte isolée. Enfin, pour des valeurs de Weber au-delà de 40, la classe des plus petites gouttes filles trouvées dans la distribution pour le système C ($d_d/d=0.15$) est beaucoup moins alimentée pour les distributions associées à $\phi_d=0.1$ et 0.2 : le processus constaté pour la rupture d'une goutte isolée dans une phase porteuse visqueuse, favorisant la production de fines, est moins prononcé en milieu concentré. En contrepartie, la formation de

grosses gouttes persiste pour les forts Weber, leur nombre augmentant légèrement avec la concentration en phase dispersée.

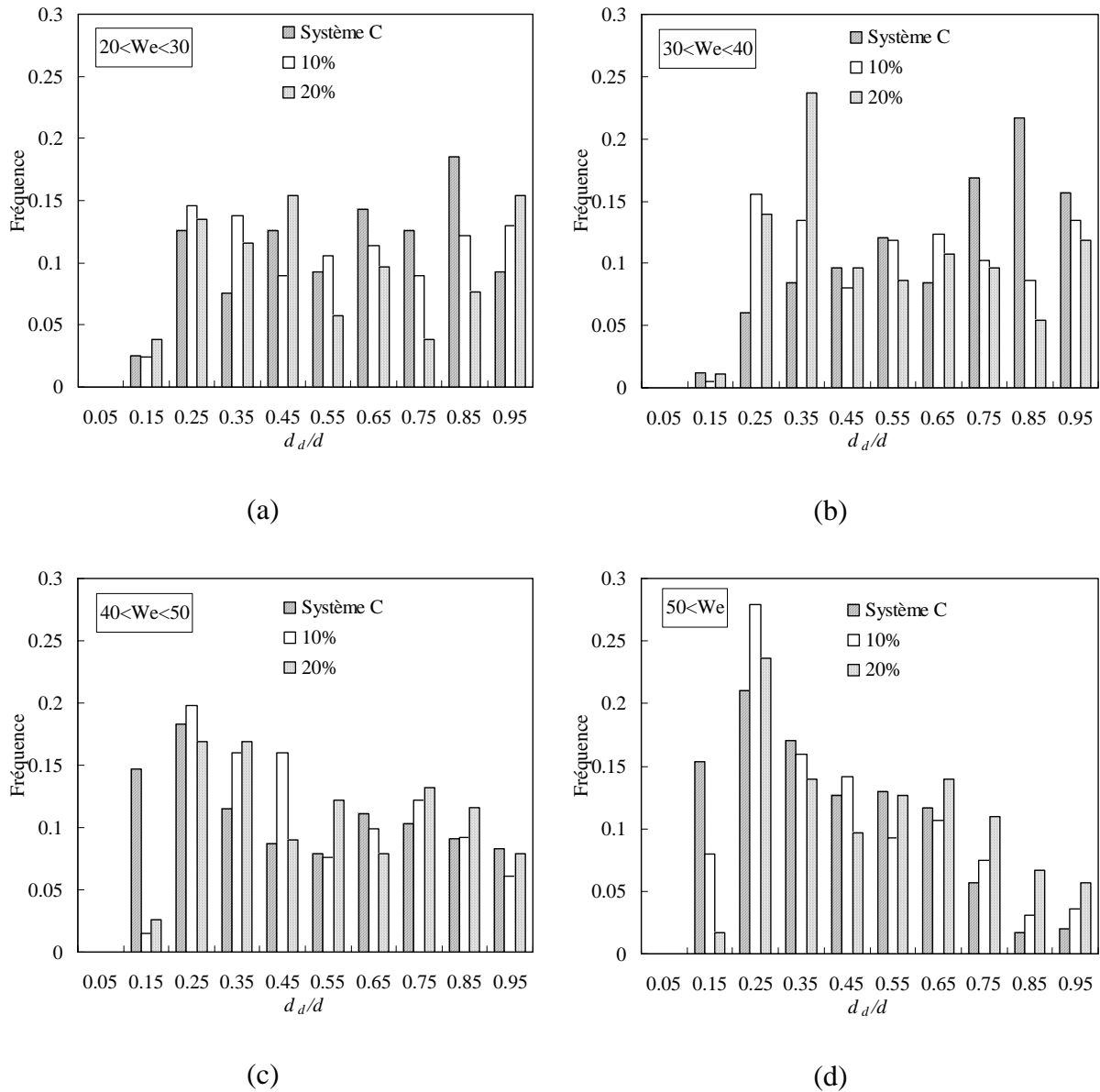


Figure 6.16 : Distributions de taille des gouttes filles pour les deux valeurs de concentration en phase dispersée ($\phi_d=0.1$ et 0.2) et pour une goutte isolée (Système C), avec $\beta=1/2$, pour différents nombres de Weber (a) $20 < We < 30$; (b) $30 < We < 40$; (c) $40 < We < 50$; (d) $We > 50$.

6.5 Simulation de la rupture en milieu concentré

L'objectif de ce paragraphe est de répéter la démarche adoptée au chapitre 5 dans le cas d'une émulsion. La question est de savoir si le modèle d'oscillateur linéaire amorti, forcé par la turbulence de l'écoulement, reste suffisant pour prédire la probabilité de rupture dans un écoulement concentré en phase dispersée. L'étude locale réalisée en écoulement diphasique, présentée dans le premier paragraphe de ce chapitre, a permis de calculer des champs de nombre de Weber turbulent, dont les zones de forte intensité coïncident avec les lieux de rupture obtenus expérimentalement. Nous disposons donc a priori du forçage à appliquer aux gouttes, intégrant un premier effet de la présence de la phase dispersée. La présence de la phase dispersée dans l'environnement immédiat de la goutte amène à adapter certains paramètres de la simulation. Ces modifications sont décrites dans le premier paragraphe.

Les simulations sont réalisées dans les quatre cas étudiés localement dans le premier paragraphe et récapitulés dans le Tableau 6.1. Le diamètre de la goutte simulée est pris égal à 1.9mm, la valeur moyenne observée dans les expériences qui sont comparées aux résultats de la simulation (Tableau 6.5).

	Vitesse U_o (m/s)	Nombre de gouttes injectées	Nombre de rupture	Diamètre moyen (mm)
$\phi_d=0.1$	0.64	58	19	1.8
	0.88	77	42	1.75
$\phi_d=0.2$	0.62	72	18	2.0
	0.88	136	37	1.9

Tableau 6.5 : Données expérimentales sur la rupture pour les deux valeurs de fractions de débit de phase dispersée et de vitesses débitantes testées.

L'étude statistique déduite de la simulation est basée sur 200 trajectoires, pour chaque cas étudié.

6.5.1 Hypothèses et adaptations de l'oscillateur linéaire amorti

Le modèle d'oscillateur utilisé ici est identique à celui présenté dans le chapitre 5 (paragraphe 5.2.1). Il en va de même pour les hypothèses concernant notamment le lâcher des gouttes et leur trajectoire (paragraphe 5.2.3 et 5.2.4). Seuls certains paramètres sont modifiés pour tenir compte des propriétés du milieu entourant la goutte simulée, qui n'est plus le simple mélange eau+glycérol mais une dispersion liquide-liquide plus ou moins concentrée.

Masse volumique du fluide porteur

La masse volumique du fluide porteur est prise égale à la masse volumique du mélange (équation 6.3) propre à chaque écoulement en amont de l'orifice. Cette valeur de masse volumique du mélange intervient dans le calcul du nombre de Weber turbulent.

Viscosité du fluide porteur

La viscosité du fluide entourant la goutte intervient dans le calcul de la fréquence d'amortissement des oscillations β_n . Nous avons considéré qu'à l'échelle de ces oscillations, c'est la phase continue qui intervient plutôt que la dispersion. La viscosité qui intervient est donc la viscosité du mélange eau+glycérol ($\mu_c = 4.710^{-3} \text{Pa.s}$ à 29°C). Les fréquences d'oscillation et d'amortissement sont donc calculées de façon identique qu'en monophasique : la seule différence avec les valeurs obtenues dans le chapitre 5 sont liées à la différence de taille de la goutte testée (1.9mm au lieu de 2.4mm).

Glissement entre phases

La présence de phase dispersée a pour effet de diminuer le glissement des gouttes : ce glissement a été calculé dans les conditions d'écoulement en amont de l'orifice puis nous avons supposé qu'il reste constant en aval de l'orifice, faute de renseignements nécessaires à son évaluation. Le calcul de la vitesse relative entre les phases est déduit de celui de la fraction volumique effective ϕ obtenue grâce à la corrélation proposée par Augier *et coll* (2004). Ce glissement entre phase diminue avec la concentration, et vaut environ 0.05m/s pour $\phi_d = 0.1$ et 0.03m/s pour $\phi_d = 0.2$.

6.5.2 Analyse des résultats

Ce paragraphe présente les résultats des simulations en termes de probabilité de rupture. Comme dans le cas monophasique, un critère basé sur un seuil de déformation instantanée (la rupture se produit lorsque l'amplitude de la déformation r^* excède une valeur seuil) est dégagé.

Conditions de comparaison à l'expérience

Pour des conditions de simulations fixées (U_o et ϕ_d), la détermination du seuil de Weber (ou de déformation) passe par la comparaison avec la probabilité de rupture globale obtenue expérimentalement, dans le même volume de conduite que celui considéré dans la simulation (à savoir $X < 60\text{mm}$). L'étude des lieux de rupture (Figure 6.8 et Figure 6.9) montre que le nombre de ruptures se produisant à une distance de l'orifice supérieure à 60mm est négligeable quelle que soit la valeur de ϕ_d , dans toute la gamme de vitesses de mélange et de tailles de gouttes. La probabilité de rupture globale expérimentale, réduite au compartiment considéré dans la simulation, peut donc être assimilée à celle établie dans le cadre de l'analyse

globale (soit $X < 100\text{mm}$), présentée en valeur cumulée dans la Figure 6.11 : pour $U_o = 0.60\text{m/s}$ (respectivement pour $U_o = 0.92\text{m/s}$), le nombre de Weber global vaut environ 21 (respectivement 40) pour un diamètre de goutte $d = 1.9\text{mm}$. Les probabilités de rupture expérimentales associées sont de 0.3 (respectivement 0.6) pour $\phi_d = 0.1$ et environ 0.2 (respectivement 0.35) pour $\phi_d = 0.2$. Ces valeurs de probabilités de rupture globales sont utilisées pour estimer un seuil de déformation (Figure 6.17). Comme dans le cas monophasique, il n'a pas été possible de dégager un seuil de Weber instantané en accord avec les probabilités de rupture expérimentales. Ces essais ne sont donc pas reportés ici.

Critère de rupture basé sur un seuil de déformation critique

La Figure 6.17 représente l'évolution de la probabilité de rupture en milieu concentré obtenue par la simulation en fonction du seuil de déformation. Il apparaît que les courbes associées aux deux valeurs de vitesses débitantes considérées sont toujours presque confondues pour $\phi_d = 0.1$, mais la décroissance de la probabilité de rupture avec la valeur seuil de déformation suit une pente beaucoup plus raide que celle observée avec un seuil de Weber.

Une valeur de seuil de déformation comprise entre 30 et 35 environ permettrait de retrouver la probabilité de rupture globale expérimentale dans les 4 cas considérés, de façon plus convaincante qu'avec un seuil en nombre de Weber.

Cette valeur seuil permet de plus de retrouver par la simulation une évolution satisfaisante de la probabilité de rupture en fonction de la distance à l'orifice (Figure 6.18), et notamment l'occurrence de la rupture juste en aval de l'orifice, qui n'est pas observée dans le cas de la rupture d'une goutte isolée dans un mélange eau+glycérol. En particulier, les simulations de la rupture pour $\phi_d = 0.2$ traduisent assez fidèlement un comportement observé expérimentalement : les ruptures se répartissent près de l'orifice ($X < 20\text{mm}$), conduisant à une allure de probabilité de rupture cumulée ayant une pente initialement très raide puis un plateau pour $X > 30\text{mm}$.

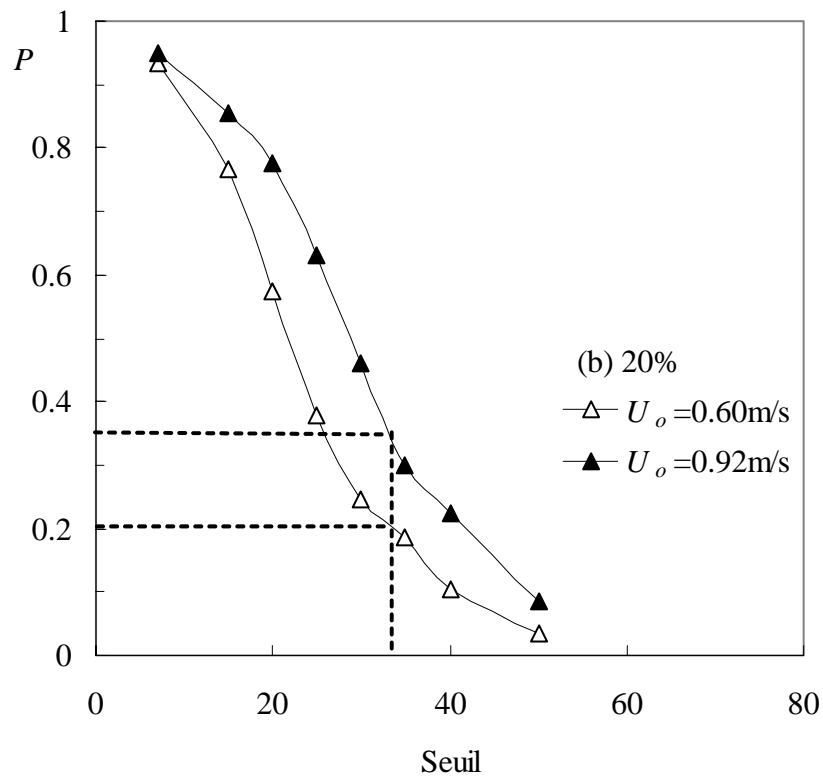
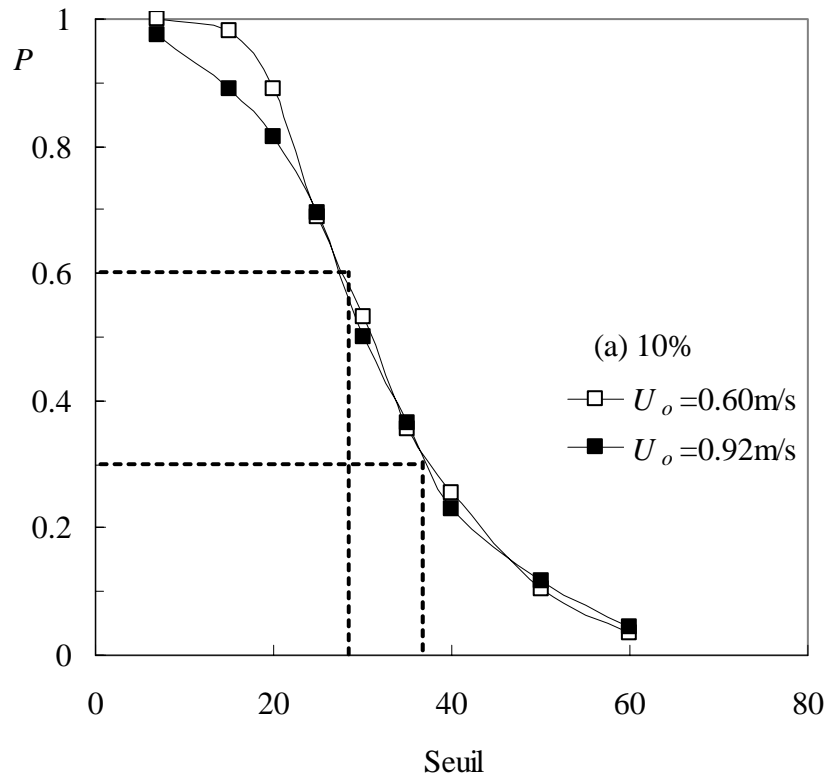
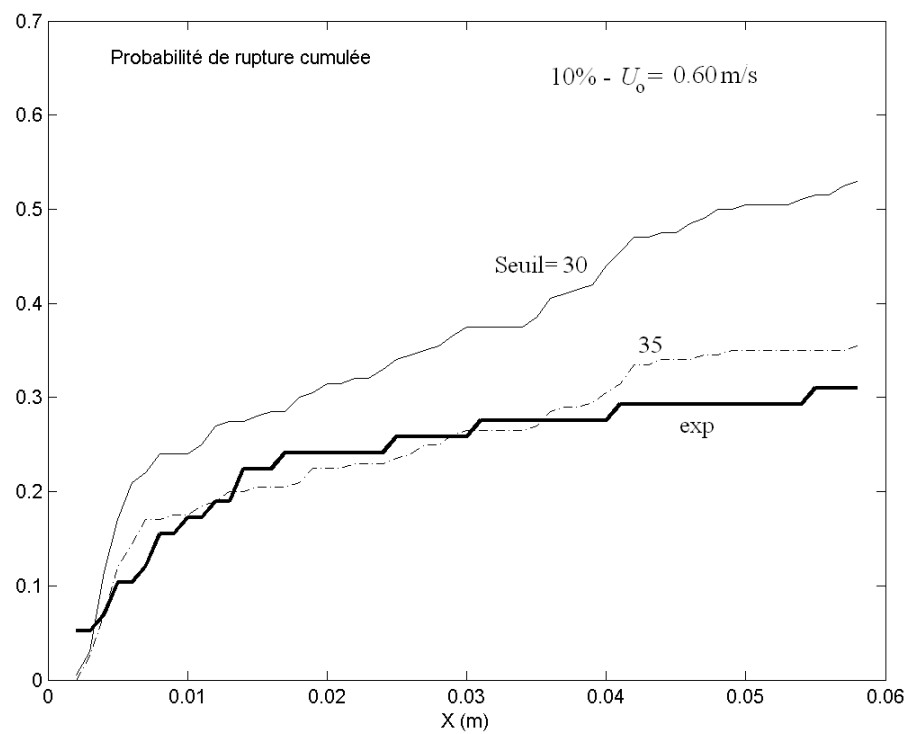
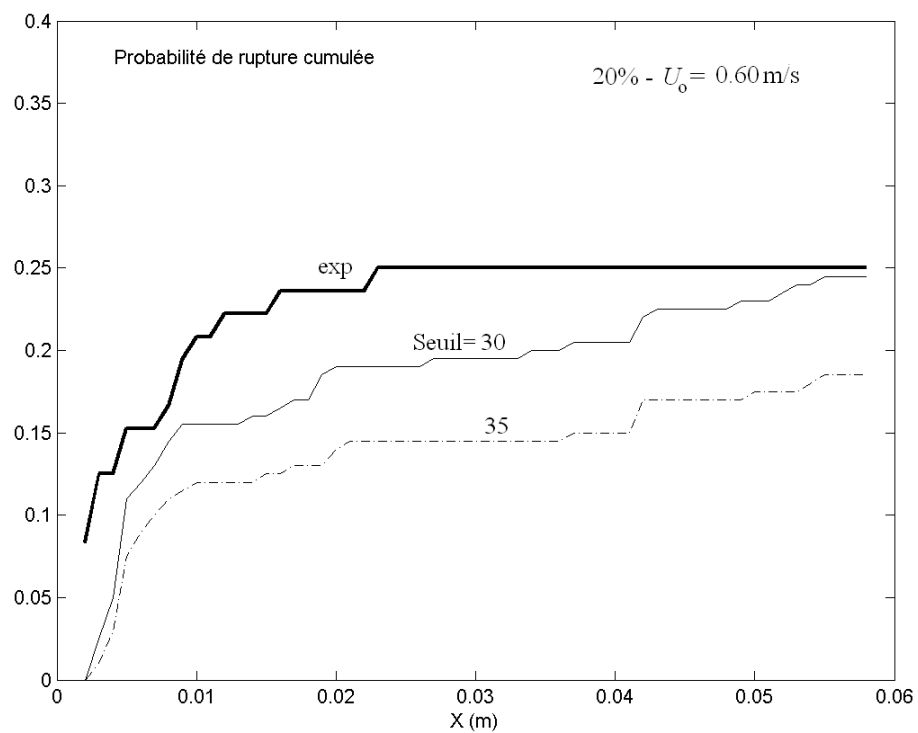


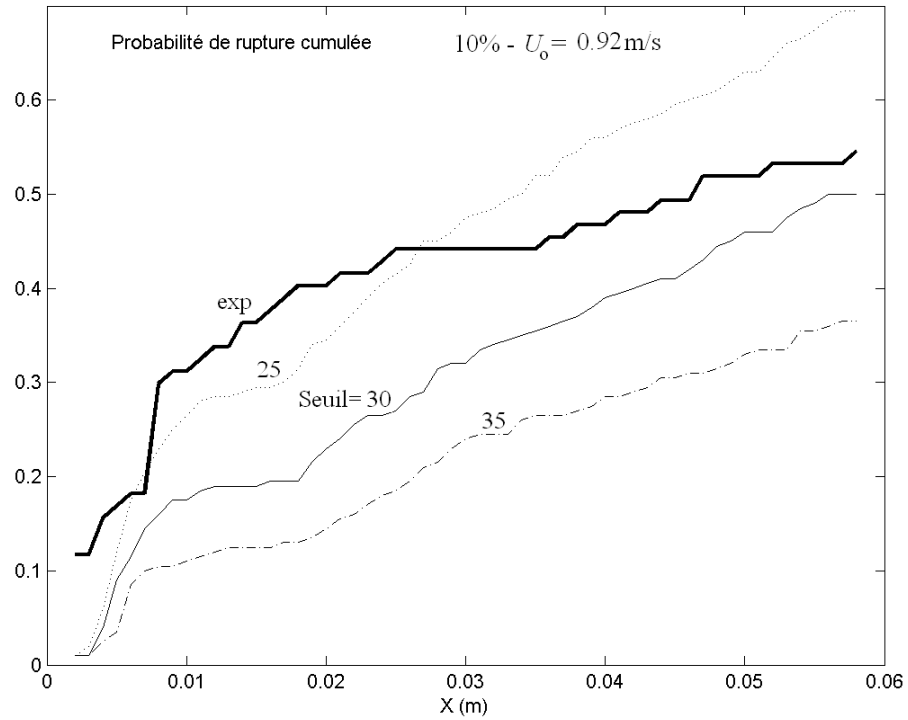
Figure 6.17 : Probabilité de rupture globale issue des simulations en fonction du seuil de déformation pour $\phi_d = 0.1$ (a) et $\phi_d = 0.2$ (b) ($U_o = 0.60$ et 0.92 m/s).



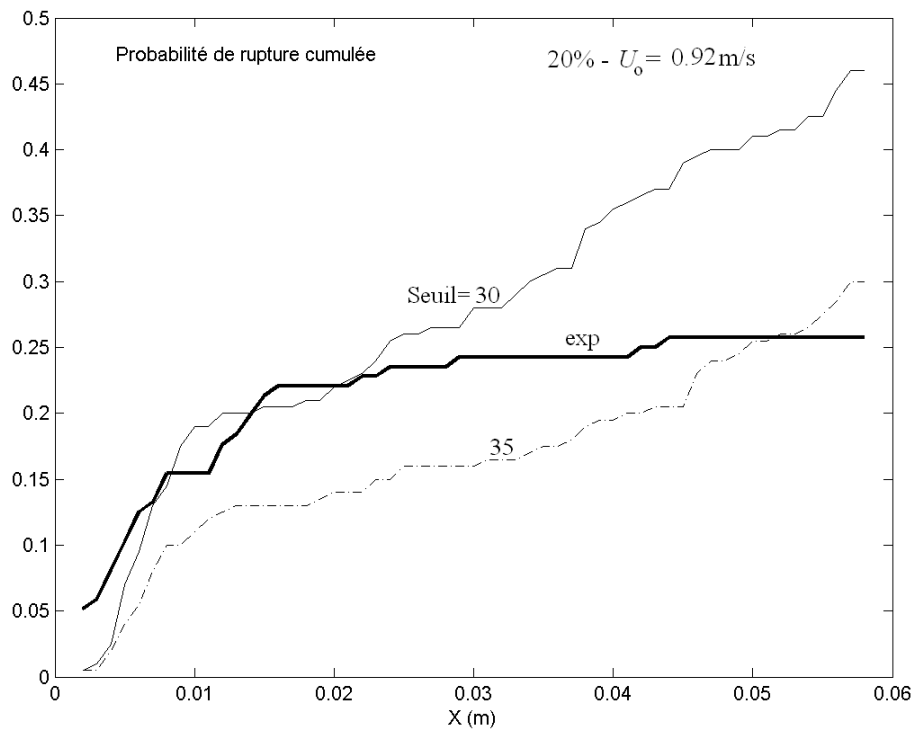
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure 6.18 : Probabilité de rupture cumulée en fonction de la distance axiale à l'orifice, comparaison des résultats simulés et expérimentaux : (a) 10%, $U_o=0.60$ m/s, (b) 20% $U_o=0.60$ m/s, (c) 10%, $U_o=0.92$ m/s, (d) 20% $U_o=0.92$ m/s.

Discussion

Les résultats donnés par la simulation sont concluants, malgré toutes les hypothèses inhérentes au modèle de l'oscillateur, à la modélisation du mouvement des gouttes, et à la prise en compte de la concentration en phase dispersée. Un point mérite toutefois discussion : la valeur du seuil de déformation trouvée en milieu concentré (autour de 30-35) est un peu supérieure à celle obtenue pour une goutte isolée (autour de 25).

Cet écart entre la valeur seuil pourrait trouver son origine dans l'effet d'amortissement des déformations d'une goutte induit par la présence d'un grand nombre de gouttes voisines en milieu dispersé, non pris en compte ici. En effet, la fréquence d'amortissement β_2 , dont l'expression est donnée dans le chapitre 5, équation 5.5 a été calculée en prenant la viscosité réelle de la phase continue (soit $\beta_2/f_2=0.71$) : la dissipation visqueuse supplémentaire provoquée par la présence de phase dispersée est donc ignorée, ce qui doit conduire à une surestimation du temps d'amortissement, c'est-à-dire à une sous estimation de sa fréquence β_2 . L'analyse de l'effet du temps d'amortissement menée dans le chapitre précédent a montré que la probabilité de rupture diminue significativement, pour un seuil de déformation fixée, lorsque le rapport β_2/f_2 augmente. Il en découle que si l'on suppose qu'en milieu concentré le rapport β_2/f_2 augmente, la valeur du seuil de déformation permettant de retrouver une valeur correcte de la probabilité de rupture va elle aussi diminuer. La Figure 6.19 illustre cet effet pour un facteur d'amortissement très fort, vérifiant $\beta_2/f_2=1$: l'effet sur la probabilité de rupture est significatif, sa valeur ayant chuté de 0.25 à 0.15 environ pour un seuil de déformation égal à 30. Un résultat intéressant, certes artificiel, est que la courbe issue de la simulation avec un seuil de déformation de 25, identique à celui déterminé en monophasique, est désormais très proche de la courbe expérimentale.

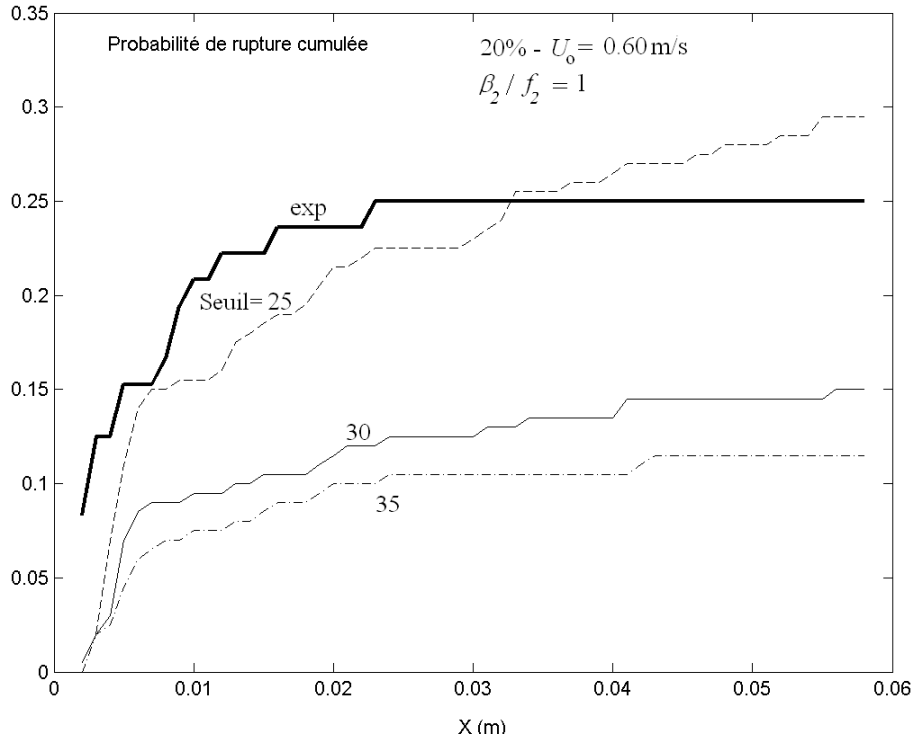


Figure 6.19 : Probabilité de rupture cumulée en fonction de la distance axiale à l'orifice, Simulation réalisée pour $U_o=0.60\text{m/s}$ et $\phi_d=0.2$, avec un taux d'amortissement $\beta_2/f_2=1$.

6.6 Conclusion

Dans l'objectif d'améliorer la compréhension des mécanismes de rupture en milieu concentré, nous avons réalisé une étude expérimentale et numérique, s'appuyant sur les travaux concernant la rupture d'une goutte isolée, détaillée dans les chapitres précédents. L'étude de l'hydrodynamique locale a d'abord permis de mettre en évidence l'influence de la concentration en phase dispersée sur la turbulence générée en aval de l'orifice. L'analyse du forçage exercé par la phase continue sur une goutte a révélé que la turbulence reste le principal moteur de la rupture, dans la gamme de conditions opératoires considérée (concentration inférieure à 20%).

A partir des expériences de rupture, des grandeurs statistiques comme la probabilité de rupture, le nombre et la taille des gouttes filles ont été extraites et comparées aux résultats obtenus pour une goutte isolée. Ces mesures mettent en avant l'effet de la concentration en phase dispersée qui diminue la probabilité de rupture. La modélisation de la rupture en fonction d'un We global basé sur la perte de charge est remise en question. Prendre en compte directement l'effet de la fraction volumique de la phase dispersée dans l'analyse globale n'a pas été possible : des mesures supplémentaires, pour une plus large gamme de concentration en phase dispersée, seraient nécessaires pour évaluer précisément un modèle de probabilité de

rupture prenant en compte la concentration en phase dispersée, mais, compte tenu des résultats des chapitres précédents, ce n'était pas notre objectif.

Ces résultats concernant la probabilité de rupture globale et les champs de Weber instantané en aval de l'orifice nous ont permis de proposer une simulation numérique de la déformation et de la rupture de gouttes en milieu concentré. Un critère de rupture basé sur un seuil de déformation permet de faire coïncider de façon satisfaisante les résultats numériques et expérimentaux, ce que ne permet pas, comme dans le cas monophasique, un seuil local sur le nombre de Weber vu par les gouttes. Dans l'état actuel, le seuil observé ($r^*=30-35$) diffère légèrement de celui obtenu en monophasique ($r^*=20-25$), mais il semble que, grâce à la prise en compte d'un effet d'amortissement amplifié par la concentration en phase dispersée, une valeur unique du seuil de déformation de l'ordre de $r^*=25$ pourrait rendre compte par la simulation de l'ensemble des résultats de rupture, en gouttes isolées, pour plusieurs systèmes, et en milieux concentrés. Rappelons au passage que cette valeur de $r^*=25$ peut être associée à une déformation réelle raisonnable par rapport aux observations expérimentales.

Conclusion générale

Ce travail a été consacré à la rupture de gouttes dans un écoulement turbulent. Issue d'une problématique industrielle complexe en relation avec la formation des émulsions pétrolières, une étude expérimentale du phénomène de rupture a été réalisée dans un écoulement turbulent généré en aval d'une restriction de conduite. Un dispositif expérimental spécifique, adapté à l'utilisation de métrologies optiques, a ainsi été développé afin d'offrir les conditions nécessaires à une observation précise par vidéo rapide des gouttes de phase dispersée au passage dans la restriction de conduite, et l'accès à l'hydrodynamique locale en aval de l'orifice par une technique de Vélocimétrie par Images de Particules rapide. Cette méthode permet d'accéder au champ de vitesses locales instantanées en aval de la restriction de conduite, avec une bonne précision spatiale et temporelle. Cette résolution des fluctuations turbulentes à l'échelle de la taille d'une goutte et du temps de sa déformation a permis d'évaluer le forçage instantané exercé par la phase porteuse sur la goutte, pour des conditions opératoires fixées.

Une analyse statistique de la rupture d'une goutte isolée (ou en milieu très dilué) à l'échelle d'un volume fini en aval de la restriction, a permis de quantifier pour une plage étendue de conditions opératoires l'évolution de grandeurs globales caractéristiques du phénomène, comme la probabilité de rupture et les distributions de taille des gouttes filles. En dépit de la complexité de l'écoulement en aval de l'orifice, ces grandeurs ont été modélisées en fonction d'un seul paramètre global, le nombre de Weber basé sur la perte de charge maximale induite par l'orifice : les lois de rupture proposées peuvent être étendues à des écoulements ayant une géométrie similaire, pour une même gamme de coefficient de perte de charge (0.8-0.9). L'analyse du nombre de fragments montre que l'hypothèse d'une rupture exclusivement binaire, encore très souvent utilisée dans les modèles de bilan de population, n'est pas réaliste en écoulement turbulent. Les ruptures sont multiples et asymétriques, conduisant à la formation de plusieurs gouttes filles de taille différente. L'augmentation de la viscosité de la phase porteuse modifie légèrement le processus de fragmentation et ne change que très peu l'évolution de la probabilité de rupture globale en fonction du Weber. Cependant, la répartition très différente des lieux de rupture observés pour le système à plus forte viscosité a mis en évidence le rôle fondamental de la structure hétérogène de l'écoulement sur la rupture. Ce constat nous a amené à considérer les mécanismes de rupture à l'échelle de la goutte.

L'analyse locale de l'écoulement en aval de l'orifice par PIV rapide a permis d'identifier la contrainte externe à l'origine de la déformation et de la rupture des gouttes : il s'agit d'un forçage produit par les contraintes inertielles turbulentes. Les zones pour lesquelles le nombre de Weber turbulent moyen est élevé coïncident avec celles où la rupture a été observée expérimentalement. Toutefois, cette constatation est insuffisante pour dégager un critère objectif d'occurrence de la rupture (du type valeur seuil du nombre de Weber moyen par exemple), du fait des fortes inhomogénéités temporelles de la contrainte appliquée

sur une goutte. Pour comprendre les mécanismes de la rupture, il faut pouvoir associer la position et la contrainte turbulente instantanées de la goutte, et estimer ensuite la réponse de la goutte à ce forçage pour identifier un critère de rupture. Les mesures expérimentales ne donnant pas accès simultanément à ces informations, la méthode mise en œuvre a consisté à simuler la trajectoire de la goutte dans le champ de vitesse instantanée expérimental, et à reconstituer le forçage externe le long de cette trajectoire à l'aide d'un nombre de Weber local instantané. La déformation de la goutte résultant de ce forçage aléatoire a été décrite par un modèle simple d'oscillateur linéaire amorti, dans lequel les temps caractéristiques de la goutte sont issus de la théorie de Lamb. Une valeur critique du nombre de Weber instantané local a permis de retrouver la probabilité de rupture globale dans tout le volume de conduite considéré, un résultat en accord avec l'analyse statistique globale, mais s'est avérée inefficace pour décrire localement la rupture à l'intérieur de ce volume. Ce résultat traduit l'effet de filtre temporel par la goutte des fluctuations du Weber à petite échelle. En revanche, l'application d'un seuil de déformation comme critère de rupture a fourni une représentation correcte en terme de probabilité de rupture locale et du caractère inhomogène de la répartition spatiale des lieux de rupture, pour les deux systèmes de phases étudiés expérimentalement. Sur la base de ces résultats, dans la plage des valeurs des temps caractéristiques de la goutte, la moyenne du Weber sur la période propre d'oscillation de la goutte le long de sa trajectoire, semble constituer un critère de rupture raisonnable. La définition d'un tel critère fondé sur une moyenne lagrangienne du Weber soulève toutefois le problème de la description de la rupture dans le cadre d'une approche eulérienne (type bilan de population).

Cette étude, inspirée par les travaux antérieurs de Risso et Fabre (1998), constitue une contribution originale à la description locale de la rupture de gouttes dans un écoulement turbulent spatialement hétérogène, dépassant le cadre traditionnel de la théorie de Hinze-Kolmogorov toujours en vigueur.

L'étude générale de la rupture d'une goutte en milieu concentré est abordée dans une dernière partie, en utilisant la méthodologie développée dans le cas d'une goutte isolée. La trajectographie d'une goutte colorée et la PIV dans la phase continue au sein d'une dispersion concentrée (10 et 20%) est rendue possible grâce à l'ajustement des indices optiques des deux phases. L'analyse globale à l'échelle du compartiment met d'abord en évidence la diminution du taux de rupture avec l'augmentation de la fraction volumique en phase dispersée, un résultat déjà observé dans la littérature. Dans ce cas, malgré l'indépendance observée vis à vis de la fraction volumique de la loi de perte de charge en fonction de la vitesse de mélange, la probabilité de rupture globale ne suit pas une loi unique en fonction du Weber global, contrairement aux résultats précédents pour une goutte isolée. L'étude de l'hydrodynamique locale a montré dans ce cas l'influence de la fraction volumique en phase dispersée sur la diffusion du jet et sur la structure de la turbulence générée en aval de l'orifice. Le forçage turbulent exercé par la phase porteuse sur la goutte reste, dans la gamme de conditions

opératoires considérées, la contribution principale responsable de la rupture des gouttes. La simulation numérique de la déformation et de la rupture de gouttes en milieu concentré a également permis de déterminer un critère de rupture basé sur un seuil de déformation, reproduisant de façon satisfaisante les tendances expérimentales de la probabilité de rupture cumulée en fonction de la distance à l'orifice. Cette valeur du seuil de déformation critique se révèle toutefois supérieure à celle issue des simulations pour une goutte isolée. Ce résultat peut s'expliquer par la conservation, dans le modèle linéaire, des temps caractéristiques d'une goutte isolée, en particulier de l'amortissement. L'amplification "artificielle" du taux d'amortissement (que l'on peut déjà percevoir dans le concept de viscosité de mélange) permet d'ailleurs de retrouver les probabilités de rupture expérimentales pour la valeur du seuil de déformation précédemment validée dans le cas d'une goutte isolée. Cet effet probable d'amortissement supplémentaire induit par la phase dispersée met en évidence le rôle des interactions entre gouttes en milieu dense sur les mécanismes de rupture.

A l'issue de ce travail, l'étude expérimentale précise de la déformation locale de la goutte dans l'écoulement mono et diphasique permettrait de compléter utilement cette analyse, en reliant de façon plus directe le forçage s'appliquant localement au niveau de l'interface de la goutte et la réponse de la goutte à cette perturbation. Par ailleurs, l'effet de filtrage en temps des fluctuations du forçage externe par la goutte suggère le développement de modèles statistiques adaptés dans le cadre de la modélisation au point d'un taux de rupture en écoulement turbulent.

Références bibliographiques

- Acrivos A. & Lo TS (1978), Deformation and Breakup of a Slender Drop in a Simple Shear Flow, *J. Fluid Mech*, Vol 86, p 641-672
- Adrian R.J., Yao C. (1984), Scattering particle characteristics and their effect on pulsed laser measurements of fluid flow speckle velocimetry versus particle image velocimetry, *Applied Optics*, Vol 23, 11, p 1690-1691
- Adrian R.J. (1991), Particle-Imaging Techniques for Experimental Fluid Mechanics, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 23, p 261-304
- Angeli P., Hewitt G.F. (2000), Drop Size Distributions in Horizontal Oil-Water Dispersed Flows, *Chem. Eng. Sci.* 55, p 3133-3143
- Araï K., Konno M., Matunaga Y., Saito S. (1977), Effect of Dispersed-Phase Viscosity on the Maximum Stable Drop Size for Breakup in Turbulent Flows, *J. Chem. Eng. Japan*, 10, p 325
- Augier F. (2001), Structure locale du champ hydrodynamique dans les écoulements dispersés liquide-liquide concentrés, *Thèse INPT*
- Augier F., Masbernat O., Guiraud P. (2003a), Slip Velocity and Drag Law in a Liquid-Liquid Homogeneous Dispersed Flow, *AIChE Journal*, 49, 9, p 2300-2316
- Augier F., Morchain J., Guiraud P., Masbernat O. (2003b), Volume Fraction Gradient-Induced Flow Patterns in a Two-Liquid Phase Mixing Layer, *Chem. Eng. Sci.* 58, 17, p 3985-3993
- Baldyga J., Bourne J.R. (1993), Drop Breakup and Intermittent Turbulence, *J. Chem. Eng. of Japan*, Vol 26, 6, p 738-741
- Bardin-Monnier N. (1998), Simulations et expériences lagrangiennes d'écoulements diphasiques dans les colonnes pulsées à garnissage disques-couronnes. *Thèse INPT*
- Barnea E., Mezrahi J.A. (1975), Generalized Approach to the Fluid Dynamics of Particulate Systems. Part 2: Sedimentation and Fluidization of Clouds of Spherical Liquid Drops, *Can. J. Chem. Eng.*, Vol 53, p 461-468
- Baron T., Sterling C.S., Schueler A.P. (1953), Viscosity of Suspensions Review and Application to Two-Phase Flow, *Proc. Midwest Conf. Fluid Mech.*, 3, p 103
- Batchelor G.K. (1953), *The Theory of Homogeneous Turbulence*. Cambridge University Press
- Behzadi A., Issa R.I., Rusche H. (2004), Modelling of Dispersed Bubble and Droplet Flow at High Phase Fractions, *Chem. Eng. Sci.*, Vol 59, p 759-770
- Bentley B.J., Leal L.G (1986), An Experimental Investigation of Drops Deformation and Breakup in steady, two-dimensional linear flows, *J. Fluid Mech*, Vol 167, p 241-283

- Bourne J.R., Baldyga J. (1994), Drop Breakup in the Viscous Subrange: a Possible Source of Confusion, *Chem. Eng. Sci.*, Vol 49, p1077-1078
- Brown D.E., Pitt K. (1970), Drop Breakup in a Stirred Liquid-Liquid Contactor, *Proc Chemeca 1970*, Melbourne and Sydney
- Calabrese R.V., Wang C.Y., Bryner N.P. (1986a), Drop Breakup in Turbulent Stirred-Tank Contactors, Part I: Effect of Dispersed-Phase Viscosity, *AIChE Journal*, 32, 4, p 657-666
- Calabrese R.V., Wang C.Y., Bryner N.P. (1986b), Drop Breakup in Turbulent Stirred-Tank Contactors, Part III: Correlations for Mean Size and Drop Size Distribution, *AIChE Journal*, 32, 4, p 677-681
- Calderbank P.H. (1958), Physical Rate Processes in Industrial Fermentation. I: The Interfacial Area in Gas-Liquid Contacting with Mechanical Agitation, *Trans. Inst. Chem. Engrs*, 36, p443 sq
- Ceylan S., Kelbaliyev G., Ceylan K. (2002), Estimation of the Maximum Stable Drop Sizes, Coalescence Frequencies and the Size Distributions in Isotropic Turbulent Dispersions, *Colloids and Surfaces A: Physicochem. Eng. Aspects*, Vol 212, p 285-295
- Chahed J., Roig V., Masbernat L. (2003), Eulerian-Eulerian Two-Fluid Model for Turbulent Gas-Liquid Bubbly Flows, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol 29, p 23-49
- Chatzi E., Lee J.M. (1987), Analysis of Interactions for Liqui-Liquid Dispersions in Agitated Vessels, *Ind. Eng. Chem. Res.*, Vol 26, p 2263-2267
- Chatzi E.G., Kiparissides C. (1995), Steady-State Drop-Size Distributions in High Holdup Fraction Dispersion Systems, *AIChE Journal*, 41, 7, p 1640-1652
- Chen R.C., Fan L.S. (1992), Particle Image Velocimetry for Characterizing the Flow Structure in Three Dimensional Gas-Liquid-Solid Fluidized Bed, *Chem. Eng. Sci.*, Vol 47, p 3615-3622
- Chen H.T., Middleman S. (1967), Drop Size Distribution in Agitated Liquid-Liquid Systems, *AIChE Journal*, Vol 13, p 989 sq
- Choi S.J., Schowalter W.R. (1975), *Phys. Fluids*, Vol 18, p 420
- Clay P.H. (1940), The Mechanism of Emulsion Formation in Turbulent Flow, *Proc. Roy. Acad. Engng Chem. Fund.* Vol 43, p 852-865 & 979-990
- Climent E. (1993), Dispersions de bulles et modification du mouvement de la phase porteuse dans des écoulements tourbillonnaires, *Thèse INPT*
- Clift R., Grace J.R., Weber M.E. (1978), Bubbles, Drops and Particles, Academic Press, London
- Collins S.B., Knudsen J.G. (1970), Drop Size Distribution Produced by Turbulent Pipe Flow of Immiscible Liquids, *AIChE Journal*, Vol 16, No 6, p 1072-1080

- Coster M., Chermant J.L. (1990), Précis d'analyse d'image, *ed CNRS, presses du CNRS*.
- Coulaloglou C.A., Tavlarides L.L. (1976), Drop Size Distributions and Coalescence Frequencies of Liquid-Liquid Dispersions in Flow Vessels, *AIChE Journal*, Vol 22, p 289 sq
- Coulaloglou C.A., Tavlarides L.L. (1977), Description of Interaction Processes in Agitated Liquid/Liquid Dispersions, *Chem. Eng. Sci*, Vol 32, p 1289-1297
- Crowe C.T. (2000), On Models for Turbulence Modulation in Fluid-Particle Flows, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol 26, p 719-727
- Dalingaros, Jeelani, Hartland (1987), *Can. J. Chem. Eng.*, Vol 65, p 210
- Dalmazzone C. (2000), Génération mécanique des émulsions, *Oil and Gas Science and Technology, Rev IFP*, Vol 55, 3, p 281-305
- Das P.K., Legrand J., Moranchais P., Carnelle G. (2005), Drop Breakage Model in Static Mixers at Low and Intermediate Reynolds Number, *Chem. Eng. Sci*, Vol 60, p 231-238
- Davies G.A., Nilsen F.P. et Gramme P.E. (1996), Proc of SPE, Annual Technical Conference and Exhibition, Denver, Colorado, 6-9 octobre, p 163-171
- Davies J.T. (1985), Drop Sizes of Emulsions Related to Turbulent Energy Dissipation Rates, *Chem. Eng. Sci*, Vol 40, 5, p 839-842
- Delichatsios M.A.(1975), Model for the Breakup Rate of Spherical Drops in Isotropic Turbulent Flows, *Phys. of Fluids*, 18, p 622-623
- Delnoij E., Kuipers J.A.M., van Swaaij W.P.M., Westerweel J. (2000), Measurements of Gas-Liquid Two-Phase Flow in Bubble Columns Using Ensemble Correlation PIV, *Chem. Eng. Sci*, Vol 55, p 3385-3395
- Desnoyer C., Masbernati O., Gourdon C. (2003), Experimental study of drop size distributions at high phase ratio in liquid-liquid dispersions *Chem. Eng. Sci*, Vol 58, 7, p 1353-1363
- Duquenne A.M (1992), Promotion du mélange turbulent en réacteur tubulaire, *Thèse INPT*
- Elemans P.H.M., Bos H.L., Janssen J.M.H., Meijer H.E.H. (1993), Transient Phenomena in Dispersive Mixing, *Chem. Eng. Sci*, Vol 48, 2, p 267-276
- Erdal A., Andersson H.I (1997), Numerical Aspects of Flow Computation through Orifice, *Flow Meas. Instrum.*, Vol 8, 1, p 27-37

Farrar B., Bruun H.H. (1996), A Computer Based Hot-Film Technique Used for Flow Measurements in a Vertical Kerosene-Water Pipe Flow, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol 22, p 733-751

Feigl K., Kaufmann S.F.M., Fisher P., Windhab E.J. (2003), A Numerical Procedure for Calculating Droplet Deformation in Dispersing Flows and Experimental Verification, *Chem. Eng. Sci.*, Vol 58, p 2351-2363

Fincham A., Delerce G. (2000), Advanced Optimization of Correlation Imaging Velocimetry Algorithms, *Exp. in Fluids* [Suppl.], Vol 29, p 13-22

Garnier C., Lance M., Marié J.L., (2001), Measurements of Local Flow Characteristics in Buoyancy-Driven Bubbly Flow at High Void Fraction, *Proceedings of ICMF'01*

Gourdon C., Casamatta G., Muratet G. (1994), dans « Liquid-Liquid Extraction Equipment » (J.C. Godfrey et M.J. Slater, Ed.), p137, John Wiley & Sons

Grace H.P. (1982), Dispersion Phenomena in High Viscosity Immiscible Fluid Systems and Application of Static Mixers as Dispersion Devices in such Systems, *Chem. Eng. Comm.*, Vol 14, p 225-277

Hesketh R.P., Russel T.W.F., Etchells A.W. (1987), Bubble Size in Horizontal Pipelines, *AIChE Journal*, Vol 33, No 4, p 663-667

Hesketh R.P., Russel T.W.F., Etchells A.W. (1991a), Bubble Breakage in Pipeline Flow, *Chem. Eng. Sci.*, Vol 46, No 1, p 1-9

Hesketh R.P., Russel T.W.F., Etchells A.W. (1991b), Experimental Observation of Bubble Breakage in Turbulent Flow, *Ind. Eng. Chem. Res.*, Vol 30, 5, p 835-841

Hinze J. (1955), Fundamentals of the Hydrodynamics of Splitting Dispersion Processes, *AIChE Journal*, Vol 1, No 3, p 289-295

Hughmark G.A. (1971), Drop Breakup in a Turbulent Pipe Flow, *AIChE Journal*, Vol 17, p 1000

Hwang C-Y.J., Pal R. (1998), Pressure Losses in Globe and Gate Valves during Two-Phase Oil/Water Emulsion Flow, *Ind. Eng. Chem. Res.*, Vol 37, p 638-642

Jansen K.M.B., Agterof W.G.M., Mellema J. (2001), Droplet Breakup in Concentrated Emulsions, *J. of Rheology*, Vol 45, 1, p 227-236

Jansen K.M.B., Agterof W.G.M., Mellema J. (2000), Viscosity of Surfactant Stabilized Emulsions, *J. of Rheology*, Vol 45, 6, p 1359-1371

Janssen J.J.M., Boon A., Agterof W.G.M. (1994), Influence of Dynamic Interfacial Properties on Droplet Breakup in Simple Shear Flow, *AIChE Journal*, Vol 40, 12, p 1929-1939

- Kang I.S., Leal L.G. (1987), Numerical Solution of Axisymmetric , Unsteady Free-Boundary Problems at Finite Reynolds Number I. Finite-Difference Scheme and its Application to the Deformation of a Bubble in a Uniaxial Straining Flow, *Phys. of Fluids*, Vol 30, p 1929-1940
- Kang I.S., Leal L.G. (1990), Bubble Dynamics in Time-Periodic Straining Flows, *J. Fluid Mech.*, 218, p 41-69
- Karabelas A.J. (1978), Droplet Size Spectra Generated in Turbulent Pipe Flow of Dilute Liquid-Liquid Dispersions, *AIChE Journal*, Vol 24, 2, p 170-180
- Karbstein H., Shubert H. (1995), Developments in the Continuous Mechanical Production of Oil-in Water Macro-Emulsions, *Chem. Eng. and Processing*, Vol 34, p 205-211
- Keane R.D., Adrian R.J., Zhang Y. (1995), Super-Resolution Particle Imaging Velocimetry. *Meas. Sci. Technol.*, Vol 6, p 754-768
- Klaseboer E., Chevaillier J.P., Mate A., Masbernat O., Gourdon C. (2001), Model and Experiments of a Drop Impinging on an Immersed Wall, *Phys Fluids*, 13, 1
- Kolmogorov A.N. (1949), On the Disintegration of Drops in Turbulent Flow, *Doklady Akad. Nauk. U.S.S.R.*, 66, p825
- Konno M., Aoki M., Saito S. (1983), Scale Effect on Break-up Process in Liquid-Liquid Agitated Tanks, *J. Chem. Eng. of Japan* 16, p 312-319
- Konno M., Matsugana Y., Arai K., Saito S. (1980), Simulations Model for Break-up Process in an Agitated Tank, *J. Chem. Eng. of Japan* 13, p 67-73
- Kostoglou M., Dovas S., Karabelas A.J. (1997), On the Steady State Size Distribution of Dispersions in Breakage Process, *Chem. Eng. Sci*, Vol 52, p 1285-1299
- Kostoglou M., Karabelas A.J. (1998), On the Attainment of Steady State in Turbulent pipe Flow of Dilute Dispersions, *Chem. Eng. Sci*, Vol 53, p 505-513
- Kubie J., Gardner G.C. (1977), Drop Sizes and Drop Dispersion in Straight Horizontal Tubes and in Helical Coils, *Chem. Eng. Sci*, Vol 32, 1, p 95-202
- Kumar A., Hartland S. (1985), Gravity Settling in Liquid-Liquid Dispersions, *Can. J. Chem. Eng.*, 63, p 368-376
- Kumar S., Kumar R., Gandhi K.S. (1991), Alternative Mechanisms of Drop Breakage in Stirred Vessels, *Chem. Eng. Sci*, Vol 46, 10, p 2483-2489
- Lagisetty J.S., Das P.K., Kumar R., Ghandi K.S. (1986), Breakage of Viscous and Non-Newtonian Drops in Stirred Dispersions, *Chem. Eng. Sci.*, 41, p 65-72
- Lakshmana Rao N.S., Sridharan K., Alvi S.H. (1976), Critical Reynolds Number for Orifice and Nozzle Flows in Pipes, *J. of Hydr. Res.*, 15 (2)

Lam A., Sathyagal A.N., Kumar S., Ramkrishna D. (1996), Maximum Stable Drop Diameter in Stirred Dispersions, *AIChE Journal*, Vol42, 6, p 1547-1552

Lamb H. (1932), *Hydrodynamics*, 6th edition, Dover Press, New York

Lance M., Bataille J. (1991), Turbulence in the Liquid Phase of a Uniform Bubbly Air-Water Flow, *J. Fluid Mech.*, 222, p 95-118

Lasheras JC, Eastwood C, Martinez-Bazan C, Montañés JL (2002), A Review of Statistical Models for the Breakup of an Immiscible Fluid Immersed into a Fully Developed Turbulent Flow, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol 28, p 247-278

Lecordier B. (1997), Etude de l'interaction de la propagation d'une flamme prémélangée avec le champ aérodynamique, par association de la tomographie laser et de la vélocimétrie par images de particules. *Thèse de la Faculté des Sciences de l'Université de Rouen*.

Levich V.G. (1962), Chapitre 5 et 8, in *Physicochemicals Hydrodynamics*, Prentice Hall, Englewood Cliffs.

Linken R., Meyer P., Merzkirch M. (1991), Time Resolved PIV Measurements with Systems of Bubbles Rising in Water. *Proceedings of FEDSM'00*

Lourenco L.M. (1984), Velocity Measurement by Optical and Digital Processing of Time Exposed Particle Pairs, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, Vol 29, p1531

Luo H., Svendsen H.F. (1996), Theoretical Model for Drop and Bubble Break-up in Turbulent Dispersions, *AIChE Journal*, Vol 42, 5, p 1125-1233

Malot H., Noik C., Dalmazzone C. (2003), Experimental Investigation on Water-in-Crude Oil Emulsion Formation Through a Model Choke-Valve: Droplet Break-up and Phase Inversion, *BHR Group 2003 Multiphase Technology*

Martinez-Bazan C., Montañés J.L., Lasheras J.C. (1999a), On the Break-up of an Air Bubble Injected into a Fully Developed Turbulent Flow. Part I: Break-up Frequency. *J. Fluid Mech.* 401, p 157-182

Martinez-Bazan C., Montañés J.L., Lasheras J.C. (1999b), On the Break-up of an Air Bubble Injected into a Fully Developed Turbulent Flow. Part II: Size pdf of the Resulting Daughter Bubbles. *J. Fluid Mech.* 401, p 183-207

Maté A. (1998), Interactions goutte-paroi dans un contacteur liquide-liquide, *Thèse INPT*

Mietus WGP, Matar OK, Lawrence CJ, Briscoe BJ (2002), Droplet Deformation in Confined Shear and Extensional Flow, *Chem. Eng. Sci.*, Vol 57, p 1217-1230

Miller C.A., Scriven L.E. (1968), The Oscillations of a Fluid Droplet Immersed in Another Fluid, *J. Fluid Mech.* 32, p 417-435

- Milliken, Stone H.A., Leal L.G (1993), The effect of surfactant on the Transient Motion of Newtonian Drops, *Physic of Fluids*, Vol A5, p 69-sq
- Morrison G.L, DeOtte R.E, Nail G.H (1993), Mean Velocity and Turbulence Fields inside a $\beta=0.50$ Orifice Flowmeter, *AIChE Journal*, Vol 39, 5, p 744-756
- Nädler M., Mewes D. (1997), Flow Induced Emulsification in the Flow of Two Immiscible Liquids in Horizontal Pipes, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol 23, 1, p 55-68
- Narshiman G, Gupta JP, & Ramkrishna D. (1979), A Model for Transitionnal Breakage Probability of Droplets in Agitated Lean Liquid/Liquid Dispersions, *Chem. Eng. Sci*, Vol 34, p 257-265
- Narsimhan G., Nejfelt G., & Ramkrishna D. (1984), Breakage Functions in Agitated Liquid/Liquid Dispersions, *AIChE Journal* 30, 3, p 457-467
- Pacek A.W., Man C.C., Nienow A.W. (1998), On the Sauter Mean Diameter and Size Distributions in Turbulent Liquid-Liquid Dispersions in a Stirred Vessel, *Chem. Eng. Sci*, Vol 53, p 2005-2011
- Pal R. (1993), Flow of Oil in Water Emulsions Through Orifice and Venturi Meters, *Ind. Eng. Chem. Res.*, Vol 32, p 1212-1217
- Pal R. (1993b), Pipeline Flow of Unstable and Surfactant-Stabilised Emulsions, *AIChE Journal*, Vol 39, 11, p 1754-1763
- Pal R. (2001), Evaluation of Theoretical Viscosity Models for Concentrated Emulsions at Low Capillary Numbers, *Chem. Eng. Journal*, Vol 81, p 15-21
- Percy J.S., Sleicher C.A. (1983), Drop Breakup in the Flow of Immiscible Liquids Through an Orifice in a Pipe, *AIChE Journal*, Vol 29, 1, p 161-164
- Perrut M., Loutaty R. (1972), Drop Size in a Liquid –Liquid Dispersion: Formation in Jet Breakup, *Chem. Eng. J.*, Vol 3, p 286-293
- Perry J. (1984), Handbook of Chemical Engineering, 6th edition, Mc-Graw Hill Book Company, New York.
- Phan-Thien N., Pham D.C. (1997), *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, Vol 72, p305
- Prosperetti A. (1980a), Normal Mode Analysis for the Oscillations of a Viscous Liquid Drop Immersed in Another Liquid, *J. Mec.*, 19, p 149-182
- Prosperetti A. (1980b), Free Oscillations of Drops and Bubbles: The Initial-Value Problem, *J. Fluid Mech*, Vol 100, p 333-347

- Raffel M., Willert C., Kompenhans J. (1998), Particle Image Velocimetry, Springer.
- Ramamoorthy, Seetharamiah, (1966), *J. Basic Eng.*, Vol 88, p 9-13
- Rayleigh Lord (1879), On the Capillary Phenomena of Jets, *Proc. Roy. Soc.*, A 138, p 41-48
- Risso F. (1994), Déformation et rupture d'une bulle dans une turbulence diffusive, *Thèse INPT*
- Risso F., Fabre J. (1997), Diffusive Turbulence in a Confined Jet Experiment, *J. Fluid Mech*, Vol 337, p 233-261
- Risso F., Fabre J. (1998), Oscillation and Breakup of a Bubble Immersed in a Turbulent Flow, *J. Fluid Mech*, Vol 372, p 323-355
- Risso F. (2000), The Mechanisms of Deformation and Breakup of Drops and Bubbles, *Multiphase Science and Technology*, Vol 12, p 1-50
- Roig V. (1998), Zones de mélanges d'écoulements diphasiques à bulles, *Thèse INPT*
- Ronningsen et Urdahl (1995), Proc of 7th BHR Group LTD et al Multiphase Prod Int Conf, Cannes, 7-9 juin, BHR Group Conf Ser Publication, 14, p 33 sq
- Rouland E. (1994), Etude et développement de la technique de vélocimétrie par intercorrélation d'images de particules. Application aux écoulements en tunnel hydrodynamique, *Thèse de la Faculté des Sciences de l'Université de Rouen*.
- Ryskin G., Leal L.G. (1984), Numerical Solutions of Free-Boundary Problems in Fluid Mechanics. Part 3. Bubble Deformation in an Axisymmetric Straining Flows, *J. Fluid Mech.*, Vol 148, p 37-43
- Sarimeseli A., Kelbaliyev G. (2004), Modeling of the Breakup of Deformable Particles in Developed Turbulent Flows, *Chem. Eng. Sci*, Vol 59, p 1233-1240
- Sato Y., Sadatomi M., Sekoguchi K. (1981), Momentum and Heat Transfer in Two-Phase Bubble Flow, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol 7, p 167-190
- Scarano F., Riethmuller M.L.(2000), Advances in Iterative Multigrid PIV Image Processing, *Exp in Fluids* [Suppl.], Vol 29, p 51-60
- Scheele G.F. and Meister B.J. (1968), Drop Formation at Low Velocity in Liquid-Liquid Systems, *AIChE Journal*, Vol 14, p 9-19
- Schramm L.L. (1992), Petroleum Emulsions: Basic Principles, in Emulsions: Fundamentals and Applications in the Petroleum Industry, Schramm L.L. (éd.). *ACS Advances in Chemistry Series*, 231, p 1 sq
- Scott L.S., Hayes W.B., Holland C.D. (1958), The Formation of Interfacial Area in Immiscible Liquids by Orifice Mixers, *AIChE Journal*, Vol 4, p 346-350

Sevik M., Park S.H. (1973), The Splitting of Drops and Bubbles by Turbulent Liquid Flow, *J. Fluid Eng.*, p 53-60

Shreekumar, Kumar R., Gandhi K.S. (1996), Breakage of a Drop of Inviscid Fluid due to a Pressure Fluctuation at its Surface, *J. Fluid Mech.*, Vol 328, p 1-17

Simmons M.J.H., Azzopardi B.J., Zaidi S.H. (1998), Measurements of Drop Sizes and Flow Patterns in Liquid/Liquid Pipe Flow, Third International Conference on Multiphase Flow, ICMF98, Lyon, France, June8-12

Sleicher C.A. (1962), Maximum Stable Size in Turbulent Flow, *AIChE Journal*, Vol 8, 4, p 471-477

Spencer E.A., Ramsay W.J. (1977), Fluid Flow Measurement in the mid-1970's, Vol 1, Section A, National Engineering Laboratory, Edinburgh

Spitzglass (1922), *Trans Am Soc Mech Eng*, Vol 44, p 919 sq

Sprow F.B. (1967), Distribution of Drop Sizes Produced in Turbulent Liquid-Liquid dispersion, *Chem. Eng. Sci*, Vol 22, p 435

Stoltz J. (1978), A Universal Equation for the Calculation of Discharge Coefficients of Orifice Plates, *Flow Measurements of Fluids*, Proc. Flomeko 1978, p 519, North-Holland Publishing Co., Amsterdam

Stone H.A., Bentley B.J, Leal L.G (1986), An Experimental Study of Transient Effects of the Breakup of Viscous Drops, *J. Fluid Mech*, Vol 173, p 131

Stone H.A., Leal L.G (1989), Relaxation and Breakup of an Initially Extended Drop in an Otherwise Quiescent Fluid, *J. Fluid Mech*, Vol 198, p 399-427

Stone H.A., Leal L.G (1990), The effect of surfactants on Drop Deformation and Breakup, *J. Fluid Mech*, Vol 220, p 161-sq

Stone H.A. (1994), Dynamics of Drop Deformation and Break-up in Viscous Fluids, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 26, p 65-102

Swain F.C., Epstein N. (1989), Orifice Metering at Low Reynolds Numbers, *Chem. Eng. Comm.*, Vol 82, p193-201

Swartz J.E., Kessler D.P. (1970), Single Drop Break-up in Developing Turbulent Pipe Flow, *AIChE Journal*, 16, 2, p 254-260

Taylor G.I. (1932), The Viscosity of a Fluid Containing Small Drops of another Fluid, *Proc. Roy. Soc.*, A 138, p 41-48

Taylor G.I. (1934), The Formation of Emulsions in Definable Fields of Flow, *Proc. Roy. Soc.*, A 146, p 501-523

Teyssandier R.G., Husain Z.D. (1987), Experimental Investigation of an Orifice Meter Pressure Gradient, *Transaction of the ASME, Journal of Fluids Engineering*, Vol 109, p 144-148

Tennekes H., Lumley J.L. (1976), A first Course on Turbulence, MIT Press

Tjaberinga W.J., Boon A., Chesters A.K. (1993), Model Experiments and Numerical Simulations on Emulsification under Turbulent Conditions, *Chem. Eng. Sci*, Vol 48, 2, p 285-293

Tsouris C., Tavlarides L.L. (1994), Breakage and Coalescence Models for Drops in Turbulent Dispersions, *AIChE Journal*, 40, 3, p 395-406

Tsuji Y., Morikawa Y., Shiomi H. (1984), LDV Measurements of an Air-Solid Two-Phase Flow in a Vertical Pipe, *J. Fluid Mech*, Vol 139, p 417-434

Tuve, Sprenkle (1933), *Instruments*, 6, p 201 sq

Valentas K.J., Amundson N.R. (1966), Breakage and Coalescence in Dispersed Phase System, *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, 5, 4, p 533-542

Valentine R.S., Sather N.F., Heideger W.J. (1965), The Motion of Drops in Viscous Media, *Chem. Eng. Sci*, Vol 20, p 719-728

Van der Zande M.J., Van den Broek W.M.G.T. (1998), Breakup of Oil Droplets in the Production System, in *Proc of ASME Energy Sources Technology Conference and Exhibition*, Houston, 2-4 fevrier. ETCE98-4744

Verhoff H., Ross S.L., Curl R.L. (1977), Breakage and Coalescence Processes in an Agitated Dispersion: Experimental System and Data Reduction, *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, 16, 3, p 371-377

Vermeulen T., Williams G.M., Langlois G.E. (1955), Interfacial Area in Liquid-Liquid and Gas-Liquid Agitation, *Chem. Eng. Progress*, 50, s. 85F-94F

Violet P.L., Simonin O. (1994), Modelling Dispersed Two-Phase Flows: Closure, Validation and Software Development, *Applied Mech. Review*, 47, p 80-84

Walstra P. (1974), Influence of Rheological Properties of Both Phases on Droplet Size of O/W Emulsions Obtained by Homogeneization and Similar Processes, *Dechema Monogr.*, Vol 77, p 87 sq.

Walstra P. (1993), Principles of Emulsion Formation, *Chem. Eng. Sci*, Vol 48, 2, p 333-349

Ward J.P., Knudsen J.G. (1967), Turbulent Flow of Unstable Liquid-Liquid Dispersions: Drop Sizes and Velocity Distributions, *AIChE Journal*, 13, 2, p 356-365

Westerweel J. (1993), Digital Particle Velocimetry – Theory and Application, Delft University Press

Westerweel J. (1994), Efficient Detection of Spurious Vectors in Particle Image Velocimetry Data Sets, *Exp in Fluids*, Vol 16, p 236-247

Wieringa J.A., van Dieren F., Janssen J.J.M., Agterof W.G.M.(1996), Droplet Breakup Mechanisms During Emulsification in Colloid Mills at High Dispersed Phase Volume Fraction, *Trans IChemE*, Vol 74, Part A, July.

Yaron I., Gal-Or B. (1972), *Rheol.*, Acta 11, p 241

Annexe 1 : Le bilan de population

Une population de gouttes en écoulement ne présente pas une taille de goutte unique, mais une distribution de diamètres : celle-ci peut être discrète ou caractérisée par une loi traduisant la densité de présence de chaque taille. Il peut s'agir par exemple d'une distribution normale en volume (citons par exemple les travaux expérimentaux de Chen et Middleman (1967) et de Calabrese *et coll* (1986b)), mais d'autres types de lois statistiques ont été identifiées à partir de mesures expérimentales : loi normale en nombre, log-normale en volume, loi bêta, etc...

Sur la base des distributions discrètes ou continues, on peut calculer des diamètres caractéristiques (moments), en nombre, ou encore basés sur la surface ou le volume des gouttes. Concernant les dispersions liquide-liquide, souvent étudiées dans le cadre d'échange entre phase dont l'intensité est directement proportionnelle à l'aire interfaciale, le diamètre de Sauter, noté d_{32} , est couramment utilisé :

$$d_{32} = \frac{\sum_i n_i d_i^3}{\sum_i n_i d_i^2}$$

avec n_i le nombre de gouttes dans la classe de diamètre d_i . L'écart-type associé à ce diamètre moyen est défini par :

$$\sigma_{32} = \left[\frac{\sum_i n_i (d_i - d_{32})^2}{N} \right]^{1/2}$$

avec N le nombre total de gouttes.

Le bilan de population est l'outil classique pour décrire l'évolution d'une population. Il s'agit d'un bilan matière par taille de goutte à l'intérieur d'un volume donné (étage d'une colonne, volume de la cuve agitée par exemple). Ce bilan intègre tous les mécanismes conduisant à l'apparition et à la disparition d'individus de la taille considérée : rupture, coalescence, transfert de matière entre phases. Pour une population de gouttes, la rupture intervient comme un terme de production dans l'équation générale du bilan de population : les termes d'apparition et de disparition par rupture font intervenir une loi de probabilité de rupture et une loi de distribution de gouttes filles définies pour une classe de taille donnée et des paramètres hydrodynamiques fixés. L'application du bilan de population aux dispersions liquide-liquide concerne un grand nombre de contacteurs, par exemple les colonnes d'extraction par solvant (Gourdon *et coll*, 1994), et les mélangeurs de type cuve agitée (Coulaloglou et Tavlarides, 1977 ; Luo et Svendsen, 1996).

Quel que soit le procédé étudié, le bilan de population se présente sous la forme d'une équation générale de conservation :

$$\text{ACCUMULATION} + \text{TRANSPORT} + \text{PRODUCTION} = 0$$

Que l'on peut écrire :

$$\frac{\partial n}{\partial t}(\vec{X}, t) + \text{div}[\vec{X}.n] = \underbrace{h^+(\vec{X}, t) - h^-(\vec{X}, t)}_{\text{Production}}$$

$n(\vec{X}, t)$ est la variable de distribution (par exemple le nombre de particules par unité de volume en milieu diphasique à l'instant t , dans l'incrément $[\vec{X}, \vec{X} + d\vec{X}]$ dans l'espace de phase). \vec{X} est un vecteur contenant des variables externes (variables d'espace) et des variables internes descriptives des inclusions (dimensions caractéristiques, masse, concentration, température, âge, ...). Les cinétiques de production sont des lois phénoménologiques qui dépendent directement du système de phases étudié : pour un système liquide/liquide la production de gouttes s'effectue par rupture et coalescence.

Réécrivons l'équation fondamentale du bilan de population pour la situation qui nous intéresse, à savoir une dispersion liquide/liquide en écoulement dans une conduite. On va négliger dans un premier temps les termes relatifs à la coalescence.

Soit $n(d, t)$ le nombre de gouttes ayant un diamètre d au temps t , notons U la vitesse moyenne de la dispersion dans la conduite.

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla(U \cdot n) = \int_d^\infty \beta(d', d)g(d')n(d', t)\delta d' - g(d)n(d, t)$$

$\beta(d', d)$ est la distribution de gouttes « filles » formées par la rupture des gouttes de taille d' ; $g(d)$ est la fréquence de rupture des gouttes de taille d .

Dans le membre de droite de l'équation, le premier terme correspond au nombre de gouttes de taille d formées par rupture des gouttes plus grosses et le second terme correspond au nombre de gouttes de taille d qui disparaissent par rupture.

Le modèle de rupture consiste donc à évaluer la fréquence de rupture et la loi de production des gouttes « filles » après rupture d'une goutte « mère ». Ces lois sont explicitées en fonction des propriétés moyennes des phase (vitesse de glissement, taux de dissipation,...) et de paramètres ajustables qu'il faut modéliser ou identifier par l'expérience.

Modèles pour la fréquence de rupture (appelée aussi vitesse de rupture)

La fréquence de rupture est définie comme le rapport entre une probabilité de rupture P et un temps de rupture caractéristique t_b .

A partir d'une approche purement hydrodynamique, Coulaloglou et Tavlarides (1977) écrivent ainsi la fréquence de rupture :

$$g(d) = \frac{1}{t_b} \frac{\Delta N(d)}{N(d)}$$

La probabilité de rupture est définie comme la fraction de gouttes de taille d qui cassent, noté $\Delta N(d)$, par rapport au nombre total de gouttes de taille d , $N(d)$, soit :

$$P = \frac{\Delta N(d)}{N(d)}$$

En considérant un écoulement turbulent homogène isotrope et la taille des gouttes comprises dans le domaine inertiel de turbulence, les auteurs ont supposé une proportionnalité directe entre la fraction des gouttes cassées de taille d et la fraction des tourbillons entrant en collision avec les gouttes, et dont l'énergie cinétique turbulente est supérieure à l'énergie de surface de la goutte. La loi d'évolution de la probabilité de rupture en fonction du nombre de Weber est de la forme :

$$P = \exp(-k / We) \text{ avec } k \text{ une constante.}$$

Le temps de rupture t_b une échelle temporelle turbulente déduite du mouvement relatif de deux points distants de d dans un champ turbulent homogène et isotrope.

L'expression finale pour la fréquence de rupture est la suivante :

$$g(d) = k_1 d^{-2/3} \varepsilon^{1/3} \exp\left(\frac{-k_2 \sigma}{\rho_c \varepsilon^{2/3} d^{5/3}}\right)$$

avec ε la dissipation d'énergie moyenne, k_1 et k_2 des constantes. Une expression un peu différente de la fréquence de rupture est obtenue en assimilant la goutte à un oscillateur harmonique non amorti (Narshiman *et coll.*, 1979). Le nombre de tourbillons qui arrivent à la surface de la goutte suit une loi de Poisson et la rupture d'une goutte correspond à la formation de deux « gouttes filles » (situation irréaliste le plus souvent). Ces auteurs aboutissent à une relation de la forme :

$$g(d) \propto k d^\alpha$$

Distribution des « gouttes filles » formées par rupture

Trois grandes approches ont été développées pour formuler ce terme : des modèles statistiques, des modèles phénoménologiques basés sur l'évolution de l'énergie de surface lors

de la rupture d'une goutte et enfin des modèles hybrides basés sur une combinaison de ces deux approches.

Dans tous les cas, il faut déterminer à la fois la fonction de densité de probabilité d'une taille de goutte et le nombre de « gouttes filles » formées par la rupture d'une goutte de taille d' (noté $m(d')$). La détermination de $m(d')$ est liée soit à une hypothèse sur le nombre de « gouttes filles » obtenues a priori, soit à une relation empirique découlant de données expérimentales sur le nombre de gouttes formées par rupture. Citons, à titre d'exemple, la corrélation obtenue par Coulaloglou et Tavlarides (1977) pour des dispersions liquide/liquide en cuve agitée (la taille des gouttes filles est supposée suivre une loi normale et $m(d')$ est choisi égal à 2) :

$$\beta(d, d') = \frac{2.4}{d'^3} \exp \left[-\frac{4.5(2d^3 - d'^3)^2}{d'^6} \right]$$

Karabelas (1978) a cherché à corréler une distribution de tailles de gouttes mesurée expérimentalement dans un écoulement en conduite : ses données se sont révélées en bon accord avec deux types de distributions :

- L'équation de Rosin-Rammler dont la forme générale est :

$$1 - V_{cum} = \exp \left(-\left(\frac{d}{\alpha} \right)^\delta \right)$$

V_{cum} est la fraction de volume cumulé des gouttes de diamètre inférieur à d , α et δ les paramètres de la distribution.

- Une distribution de type fonction de probabilité logarithmique à limite supérieure :

$$V_{cum} = \frac{1}{2} [1 - \operatorname{erf}(\delta z)]$$

avec δ et z des paramètres dépendant des données du système. Grâce à cette distribution, il a pu en déduire une expression du diamètre de Sauter moyen. En conclusion, en dépit des nombreux travaux concernant les distributions de taille de gouttes formées par rupture en écoulement turbulent, cela reste un concept difficile à modéliser. Un résumé des nombreux modèles établis pour déterminer la fréquence de rupture et la loi de distribution des gouttes filles est disponible dans l'article de Lasheras *et coll* (2002).

L'équation de bilan de population est continue : afin de résoudre l'équation numériquement et éventuellement comparer avec des mesures expérimentales discrètes, il est nécessaire de discrétiser la distribution de taille $n(d, t)$ (en un nombre fini de classes de gouttes par exemple). Plusieurs méthodes numériques sont disponibles ensuite pour résoudre le bilan

de population (méthode des moments, des résidus pondérés, des classes, méthode par éléments finis, méthode de collocation orthogonale,...).

Annexe 2 : Compléments – Hydrodynamique locale en aval de l’orifice

Les figures A.1 et A.3 et A.4 représentent respectivement les profils de vitesse moyenne radiale, des fluctuations de vitesse radiale et du rapport des fluctuations de vitesse radiale sur longitudinale. La figure A.2 reporte les fluctuations de vitesse radiale dans toute la zone étudiée en aval de l'orifice.

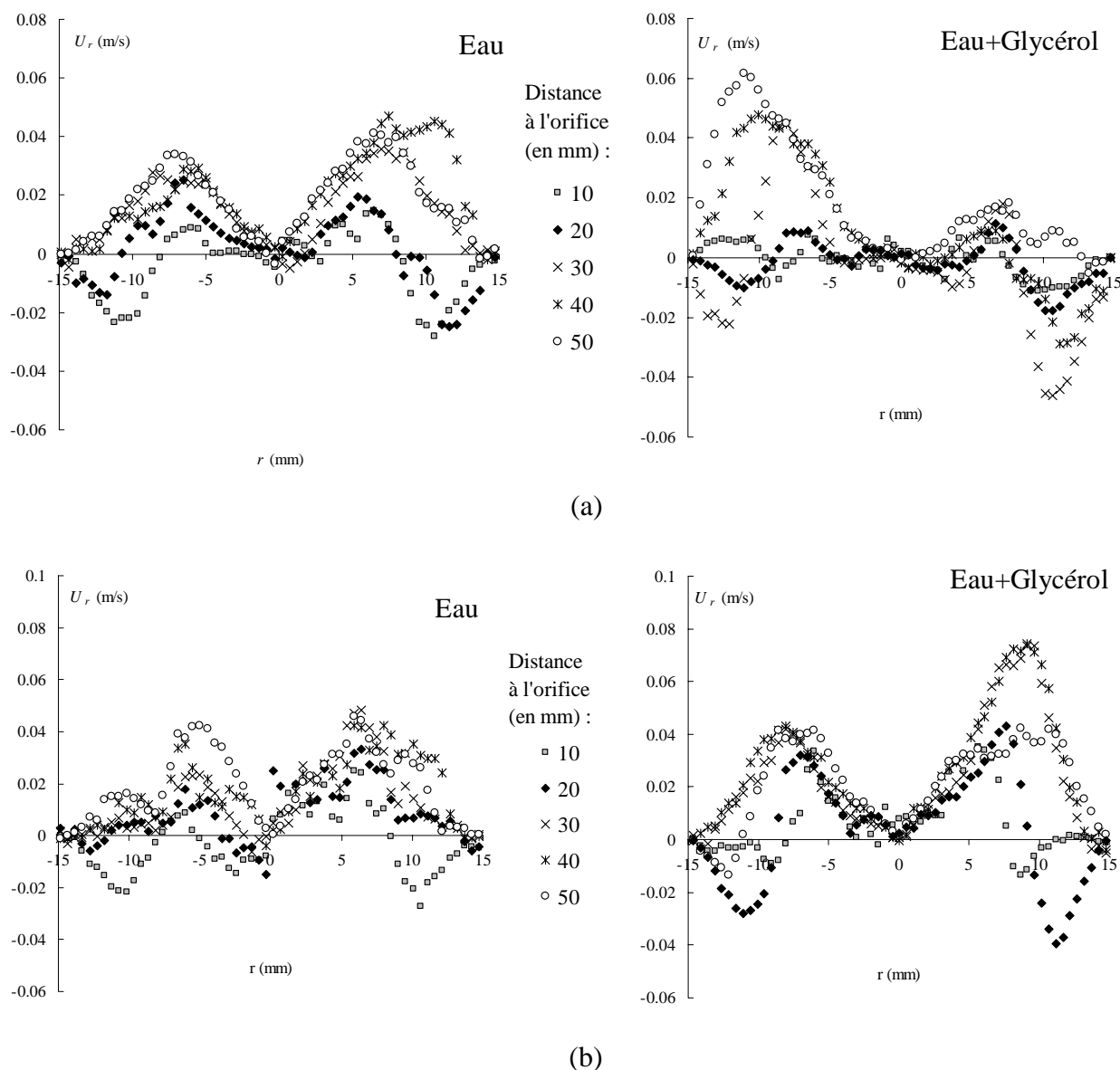


Figure A.1 : Profils de la composante radiale de la vitesse moyenne \overline{U}_r pour l'eau et le mélange eau+glycérol : (a) $U_o = 0.60$ m/s, (b) $U_o = 0.92$ m/s.

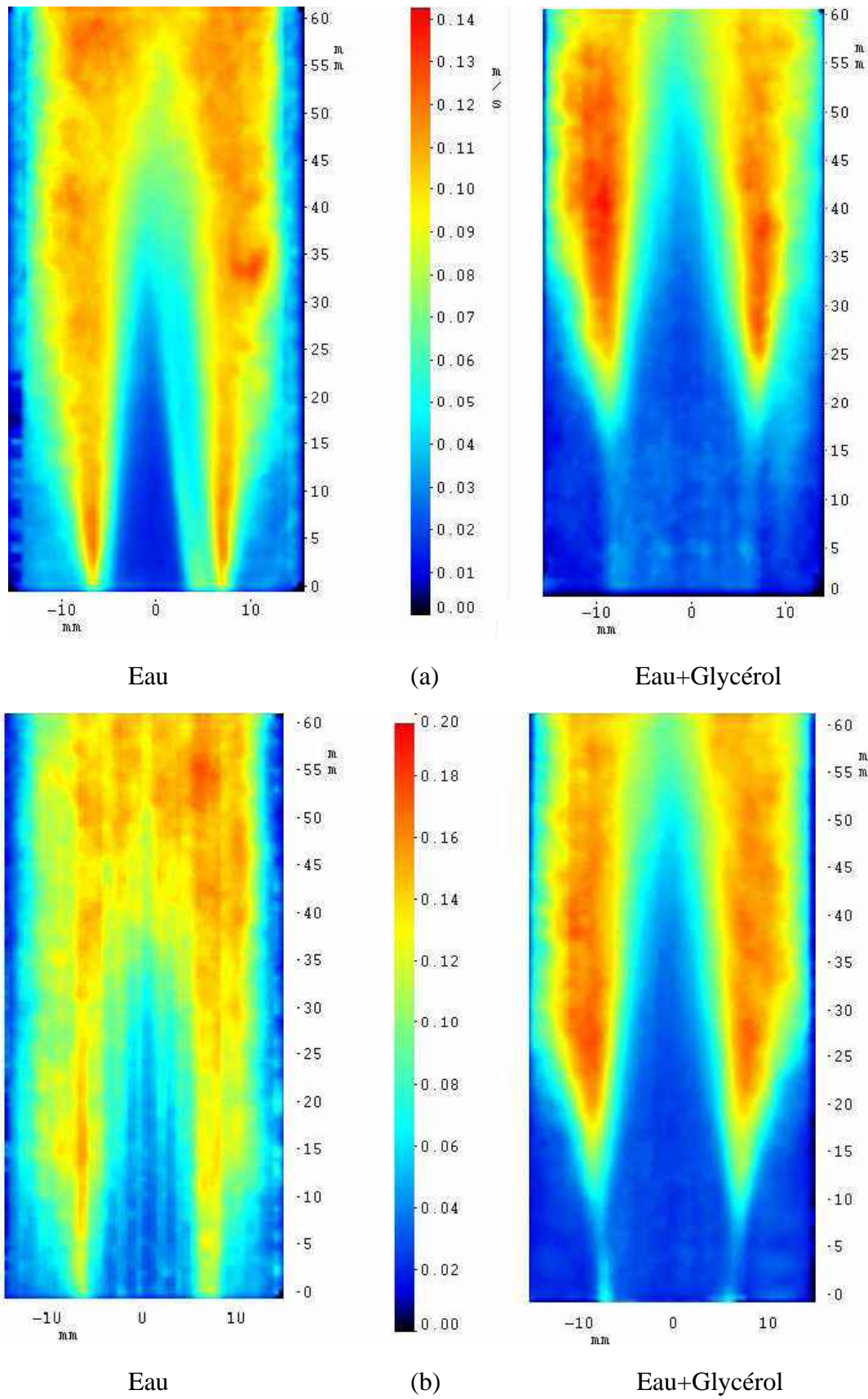


Figure A.2 : Fluctuations de vitesse radiale $\sqrt{u_r'^2}$ (en m/s) pour l'eau et le mélange eau+glycérol : (a) $U_o=0.60$ m/s, (b) $U_o=0.92$ m/s.

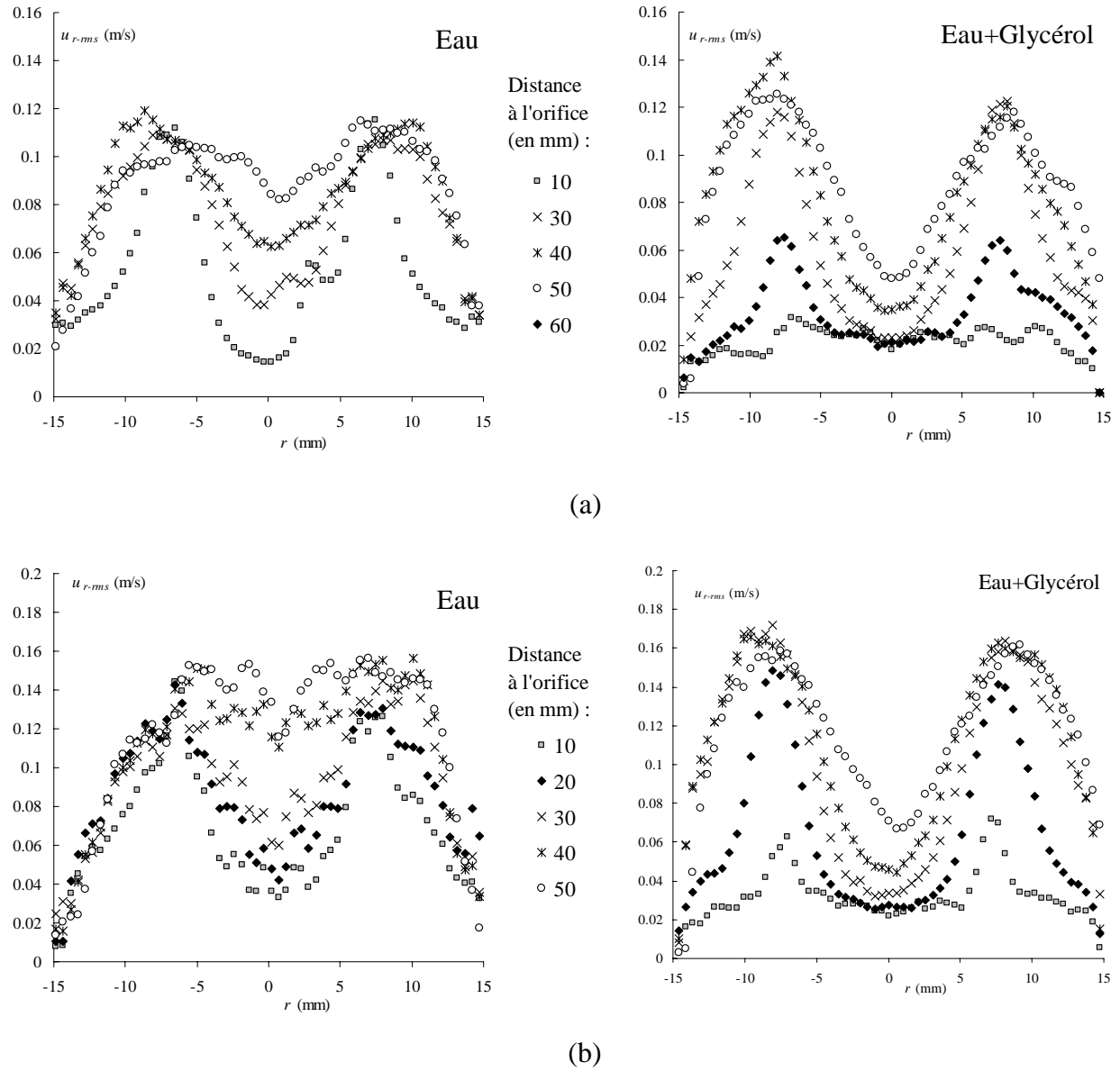


Figure A.3 : Profils des fluctuations de vitesse radiale $u_{r-rms} = \sqrt{u_r'^2}$ pour l'eau et le mélange eau+glycérol : (a) $U_o=0.60$ m/s, (b) $U_o=0.92$ m/s.

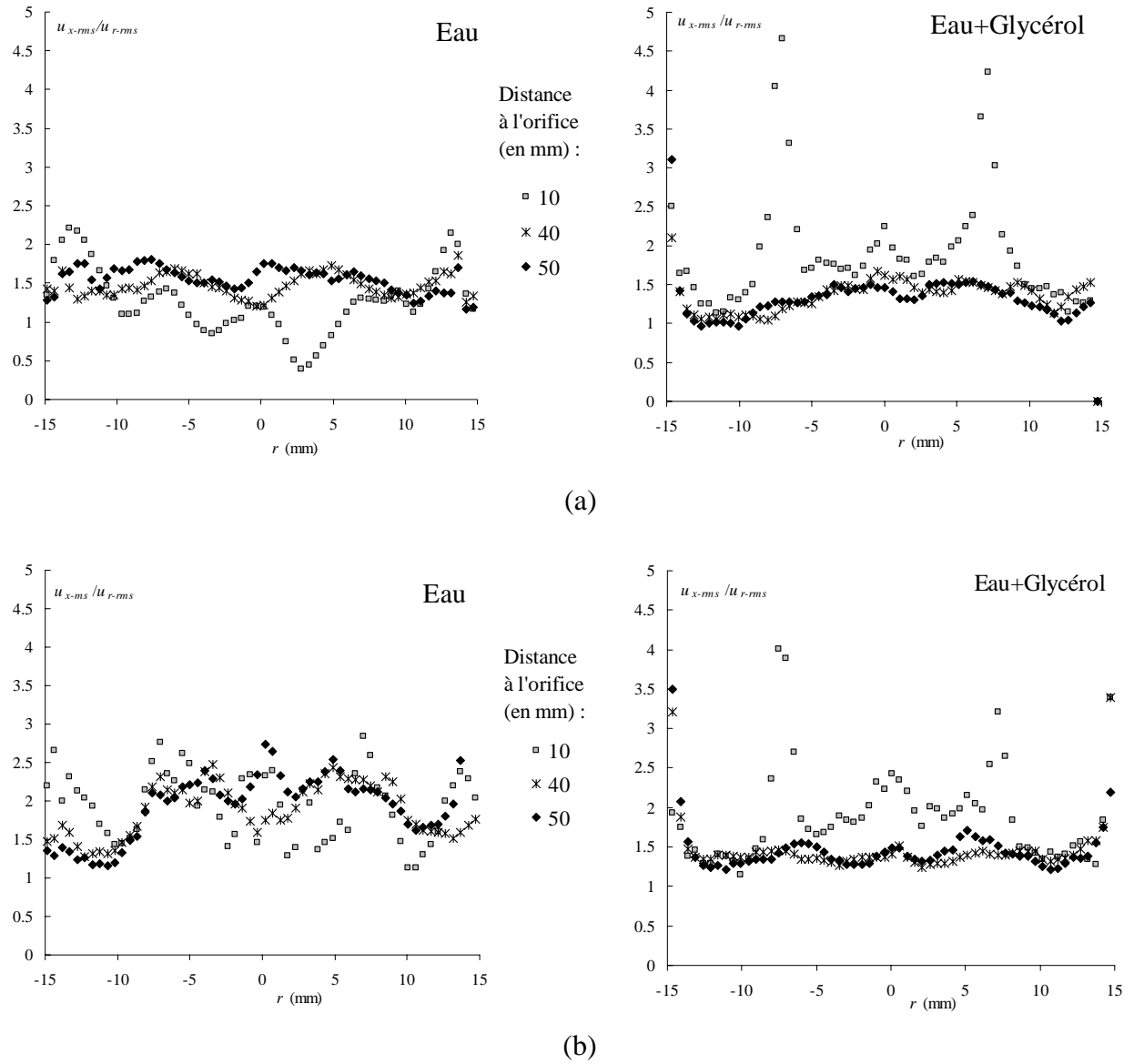


Figure A.4 : Profils du rapport des écart-type des fluctuations de vitesse radiale sur longitudinale $u_{x-rms}/u_{r-rms} = \sqrt{u_x'^2}/\sqrt{u_r'^2}$ pour l'eau et le mélange eau+glycérol :

(a) $U_o=0.60$ m/s, (b) $U_o=0.92$ m/s.

Annexe 3 : Expression générale de la fréquence d'amortissement d'une déformation

L'équation à la base de l'expression de la fréquence d'amortissement des oscillations d'une inclusion est un bilan d'énergie :

$$\frac{d(T+V)}{dt} = -2\bar{F}$$

avec T l'énergie cinétique, V l'énergie potentielle et \bar{F} la dissipation visqueuse.

Rappelons tout d'abord comment cette équation est dérivée pour obtenir l'expression de β_n dans les deux cas extrêmes : goutte dans le vide et bulle dans un liquide.

Le mouvement de l'inclusion est supposé irrotationnel. On considère le cas d'un fluide parfait en écoulement potentiel.

A chaque instant, la "forme de la surface" est donnée par :

$$r = a + S_n \sin(\sigma t + \varepsilon)$$

avec r le rayon de l'inclusion déformée, a son rayon à l'état non perturbé, S_n l'harmonique de surface.

Goutte dans le vide

La vitesse de la goutte (fluide de masse volumique ρ_d et de viscosité μ_d) est supposée dériver d'un potentiel interne ϕ , dans chaque mode fondamental n , de la forme :

$$\phi = -\frac{A}{n} \frac{r^n}{a^n} S_n \cos(\sigma t + \varepsilon)$$

avec A l'amplitude du potentiel de vitesse interne ϕ ($A = \sigma a$).

L'énergie cinétique s'écrit :

$$T = \frac{1}{2} \rho_d \iint \phi \frac{\partial \phi}{\partial r} dS, \quad dS \text{ étant un élément de la surface } r = a.$$

On exprime $dS = r^2 d\varpi$ avec $d\varpi$ un angle solide élémentaire.

$$T = \frac{1}{2} \rho_d \iint \phi \frac{\partial \phi}{\partial r} r^2 d\varpi = \frac{1}{2} \rho_d \frac{a}{n} \left(\frac{r}{a} \right)^{2n+1} \iint S_n^2 d\varpi A^2 \cos^2(\sigma t + \varepsilon)$$

L'énergie cinétique totale vaut $T(r = a)$:

$$T = \frac{1}{2} \rho_d \frac{a}{n} \iint S_n^2 d\varpi A^2 \cos^2(\sigma t + \varepsilon)$$

De même :

$$V = \frac{1}{2} \rho_d \frac{a}{n} \iint S_n^2 d\varpi A^2 \sin^2(\sigma + \varepsilon)$$

L'énergie totale vaut :

$$T + V = \frac{1}{2} \rho_d \frac{a}{n} \iint S_n^2 d\varpi A^2$$

L'expression de la dissipation visqueuse d'une goutte, sous l'hypothèse d'un mouvement irrotationnel, est :

$$2F = \mu_d \iint \frac{\partial q^2}{\partial r} dS = \mu_d \iint \frac{\partial q^2}{\partial r} r^2 d\varpi$$

avec q^2 la somme des composantes de la vitesse au carré : $q^2 = u^2 + v^2 + w^2$.

$$2F = \mu_d r^2 \frac{\partial}{\partial r} \iint q^2 d\varpi$$

$$\text{Or, } r^2 \iint q^2 d\varpi = \frac{\partial}{\partial r} \iint \phi \frac{\partial \phi}{\partial r} r^2 d\varpi$$

Donc

$$\iint q^2 d\varpi = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{a}{n} \left(\frac{r}{a} \right)^{2n+1} \iint S_n^2 d\varpi A^2 \cos^2(\sigma + \varepsilon) \right] = \frac{(2n+1)}{na^2} \left(\frac{r}{a} \right)^{2n-2} \iint S_n^2 d\varpi A^2 \cos^2(\sigma + \varepsilon)$$

La dissipation totale vaut $2F$ ($r = a$) :

$$2F = 2(n-1)(2n+1) \frac{\mu_d}{na} \iint S_n^2 d\varpi A^2 \cos^2(\sigma + \varepsilon)$$

La valeur moyenne dans le temps de la dissipation totale est donc :

$$2\bar{F} = (n-1)(2n+1) \frac{\mu_d}{na} \iint S_n^2 d\varpi A^2$$

Si l'effet de la viscosité sur le mouvement de la goutte est représenté par une variation de l'amplitude A du potentiel ϕ , on a alors :

$$\begin{aligned}
\frac{d(T+V)}{dt} &= -2\bar{F} \\
\Leftrightarrow \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} \rho_d \frac{a}{n} \iint S_n^2 d\varpi A^2 \right) &= -(n-1)(2n+1) \frac{\mu_d}{na} \iint S_n^2 d\varpi A^2 \\
\Leftrightarrow \frac{dA}{dt} &= -(n-1)(2n+1) \frac{\mu_d}{\rho_d a^2} A \\
\Rightarrow A &\propto e^{-\beta_n t} \\
\text{avec } \boxed{\beta_n} &= \frac{(n-1)(2n+1)\mu_d}{\rho_d a^2}
\end{aligned}$$

Bulle dans un liquide

La vitesse de la bulle dans une phase continue liquide (fluide de masse volumique ρ_c et de viscosité μ_c) est supposée dériver d'un potentiel externe ϕ' de la forme :

$$\phi' = \frac{A}{n+1} \frac{a^{n+1}}{r^{n+1}} S_n \cos(\sigma + \varepsilon)$$

avec A l'amplitude du potentiel de vitesse externe ϕ' .

L'énergie cinétique s'écrit :

$$T = \frac{1}{2} \rho_c \iint \phi' \frac{\partial \phi'}{\partial r} r^2 d\varpi = \frac{1}{2} \rho_c \frac{a}{n+1} \left(\frac{a}{r} \right)^{2n+1} \iint S_n^2 d\varpi A^2 \cos^2(\sigma + \varepsilon)$$

L'énergie cinétique totale vaut $T(r=a)$:

$$T = \frac{1}{2} \rho_c \frac{a}{n+1} \iint S_n^2 d\varpi A^2 \cos^2(\sigma + \varepsilon)$$

De même, l'énergie potentielle totale vaut $V(r=a)$:

$$V = \frac{1}{2} \rho_c \frac{a}{n+1} \iint S_n^2 d\varpi A^2 \sin^2(\sigma + \varepsilon)$$

L'énergie totale vaut :

$$\boxed{T+V = \frac{1}{2} \rho_c \frac{a}{n+1} \iint S_n^2 d\varpi A^2}$$

On calcule ensuite le terme de dissipation d'énergie $2F$

$$2F = \mu_c r^2 \frac{\partial}{\partial r} \iint q^2 d\varpi$$

$$\text{Or, } r^2 \iint q^2 d\varpi = \frac{\partial}{\partial r} \iint \phi' \frac{\partial \phi'}{\partial r} r^2 d\varpi$$

Donc

$$\begin{aligned} \iint q^2 d\varpi &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[-\frac{a}{n+1} \left(\frac{a}{r} \right)^{2n+1} \iint S_n^2 d\varpi A^2 \cos^2(\sigma + \varepsilon) \right] \\ &= \frac{(2n+1)}{(n+1)a^2} \left(\frac{a}{r} \right)^{2n+4} \iint S_n^2 d\varpi A^2 \cos^2(\sigma + \varepsilon) \end{aligned}$$

La dissipation totale vaut $2F$ ($r = a$) :

$$2F = 2(n+2)(2n+1) \frac{\mu_c}{(n+1)a} \iint S_n^2 d\varpi A^2 \cos^2(\sigma + \varepsilon)$$

La valeur moyenne dans le temps de la dissipation totale est donc :

$$\boxed{2\bar{F} = (n+2)(2n+1) \frac{\mu_c}{(n+1)a} \iint S_n^2 d\varpi A^2}$$

On résout ensuite l'équation du bilan d'énergie sur la bulle :

$$\begin{aligned} \frac{d(T+V)}{dt} &= -2\bar{F} \\ \Leftrightarrow \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} \rho_c \frac{a}{(n+1)} \iint S_n^2 d\varpi A^2 \right) &= -(n+2)(2n+1) \frac{\mu_c}{(n+1)a} \iint S_n^2 d\varpi A^2 \\ \Leftrightarrow \frac{dA}{dt} &= -(n+2)(2n+1) \frac{\mu_c}{\rho_c a^2} A \\ \Rightarrow A &\propto e^{-\beta_n t} \end{aligned}$$

$$\text{avec } \boxed{\beta_n = \frac{(n+2)(2n+1)\mu_c}{\rho_c a^2}}$$

Cas général

La raisonnement, appliqué ci-dessus aux cas d'une goutte dans le vide et d'une bulle dans un liquide, peut être généralisé au cas d'une goutte (fluide de masse volumique ρ_d et de viscosité μ_d) dans un autre liquide immiscible (fluide de masse volumique ρ_c et de viscosité μ_c).

L'énergie totale d'une goutte dans un liquide est la somme de l'énergie du fluide interne (goutte) et de celle du fluide externe (phase continue). Elle s'écrit alors :

$$T + V = \frac{1}{2} a \left(\frac{\rho_d}{n} + \frac{\rho_c}{n+1} \right) \iint S_n^2 d\Omega A^2$$

De la même façon, la dissipation globale peut être approximée par la somme des termes de dissipation due au fluide interne et au fluide externe :

$$2\bar{F} = \left[(n-1)(2n+1) \frac{\mu_d}{na} + (n+2)(2n+1) \frac{\mu_c}{(n+1)a} \right] \iint S_n^2 d\Omega A^2$$

Le bilan d'énergie totale donne :

$$\begin{aligned} \frac{d(T+V)}{dt} &= -2\bar{F} \\ \Leftrightarrow \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} a \left(\frac{\rho_d}{n} + \frac{\rho_c}{n+1} \right) \iint S_n^2 d\Omega A^2 \right) &= - \left[(n-1)(2n+1) \frac{\mu_d}{na} + (n+2)(2n+1) \frac{\mu_c}{(n+1)a} \right] \iint S_n^2 d\Omega A^2 \\ \Leftrightarrow \frac{dA}{dt} &= - \frac{(n+1)(n-1)(2n+1)\mu_d + n(n+2)(2n+1)\mu_c}{(\rho_d(n+1) + \rho_c n)a^2} A \\ \Rightarrow A &\propto e^{-\beta_n t} \end{aligned}$$

avec
$$\beta_n = \frac{(n+1)(n-1)(2n+1)\mu_d + n(n+2)(2n+1)\mu_c}{(\rho_d(n+1) + \rho_c n)a^2}$$

A noter que si le couple (μ_d, ρ_d) (respectivement le couple (μ_c, ρ_c)) tend vers 0, on retrouve l'expression de la fréquence d'amortissement d'une déformation dans le cas d'une bulle dans un liquide (respectivement le cas d'une goutte dans le vide).

Application numérique :

Considérons une goutte de 2mm de diamètre de n-heptane ($\mu_d = 4.5.10^{-4} \text{Pa.s}$, $\rho_d = 684 \text{ kg.m}^{-3}$) dans un mélange eau-glycérol ($\mu_d = 6.10^{-3} \text{Pa.s}$, $\rho_c = 1180 \text{ kg.m}^{-3}$).

Le temps d'amortissement d'une déformation se calcule à partir de la fréquence d'amortissement au mode 2, β_2 :

$$\tau = \frac{1}{\beta_2} \approx 18 \text{ms}$$

Remarque :

Temps d'amortissement d'une déformation d'une bulle de 2mm de diamètre dans le mélange eau-glycérol : $\tau \approx 10 \text{ms}$.

Temps d'amortissement d'une déformation d'une goutte de 2mm de diamètre de n-heptane dans le vide : $\tau \approx 300 \text{ms}$.

Résumé

Dans ce travail, une étude expérimentale du phénomène de rupture de gouttes dans un écoulement turbulent en aval d'une restriction de conduite est proposée. Une analyse statistique de la rupture d'une goutte isolée a été effectuée à l'échelle d'un volume d'écoulement fini en aval de l'orifice. Un nombre de Weber global, basé sur la perte de charge maximale à travers l'orifice, est un paramètre pertinent pour décrire la probabilité de rupture, le nombre de fragments moyen ou encore le diamètre moyen des gouttes-filles. A l'échelle locale, en revanche, la distribution hétérogène des lieux de rupture révèle un effet important du nombre de Reynolds. La caractérisation du champ hydrodynamique local de l'écoulement en aval de l'orifice par PIV rapide confirme l'existence de zones de ruptures localisées, associées aux maxima des contraintes turbulentes à l'échelle de la goutte.

Afin d'analyser les mécanismes de rupture dans le champ turbulent, la déformation de la goutte le long de sa trajectoire est simulée à l'aide du modèle linéaire de Rayleigh-Lamb, dans lequel le forçage externe est représenté par la valeur locale instantanée du Weber turbulent. L'analyse statistique de la réponse dynamique de la goutte a permis d'identifier un critère de rupture basé sur un seuil de déformation critique, généralisable à l'ensemble des conditions opératoires. Cette approche multi-échelle a été reconduite pour étudier la rupture d'une goutte en milieu dense. La diminution de la probabilité de rupture en fonction de la concentration est liée à des modifications de la distribution des Weber turbulents en aval de l'orifice.

Mots clefs : Rupture, Déformation, Goutte, Orifice, Turbulence hétérogène, Ecoulement dispersé, Trajectographie rapide, Vélocimétrie par Images de particules, Ecoulement liquide-liquide, Oscillateur linéaire amorti.

Abstract

This work presents the drop breakup phenomenon in a turbulent flow induced by a cross-section restriction in a pipe. A global analysis of single-drop breakup, in a finite volume downstream of the orifice, has allowed deriving statistical quantities such as the break-up probability and the daughter-drop distribution. These parameters are function of a global Weber number based on the maximal pressure drop through the orifice. At a local scale, the locations of breakup events are distributed heterogeneously and depend on the flow Reynolds number. The local hydrodynamic study in downstream of the orifice, which has been done by using Particle Image Velocimetry, reveals the specific breakup zones. Otherwise, this analysis has proved that the turbulence is the predominant external stress at the drop scale.

The relation between drop deformation and the external stress along the trajectory has been simulated numerically by the response of a damped oscillator to the locally measured instantaneous turbulence forcing. The results of statistical analysis have allowed to introduce a breakup criterion, based on a unique deformation threshold value for all experiments. This multiscale approach has been conducted to study drop breakup mechanisms in a concentrated dispersion. The breakup probability decrease with the increase of dispersed phase concentration, which influences the turbulent Weber number distribution in downstream of the orifice.

Keywords: Breakup, Deformation, Drop, Orifice, Non-homogeneous turbulence, Two-phase flow, High-speed video trajectography, Particle image velocimetry, Liquid-liquid flow, Damped linear oscillator.